

00382

3

**ESTUDIO EN RADIOFRECUENCIAS DE NEBULOSAS PLANETARIAS**  
**JOVENES Y ESTRELLAS OH/IR.**

**Yolanda Gómez Castellanos**

Instituto de Astronomía

Universidad Nacional Autónoma de México

**TESIS QUE PRESENTA**  
**A LA FACULTAD DE CIENCIAS DE LA**  
**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO**  
**PARA OBTENER EL GRADO DE**  
**DOCTOR EN CIENCIAS**  
**(FISICA)**

Mayo de 1990

Director de tesis: Dr. James M. Moran

Harvard-Smithsonian, Center for Astrophysics

Codirector de tesis: Dr. Luis F. Rodríguez

Instituto de Astronomía, UNAM

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

## INDICE

CAPITULO 1		pg.
Introducción General		1
CAPITULO 2		
Evolución Cronológica de máseres de SiO y H <sub>2</sub> O en Estrellas OH/IR.		12
CAPITULO 3		
G5.89-0.39 ¿Región H II o Protonebulosa Planetaria?		33
CAPITULO 4		
La Distancia a la Nebulosa Planetaria NGC6302.		48
CAPITULO 5		
Búsqueda de Radiocontinuo Proveniente del Viento de la Estrella Central de la Nebulosa Planetaria NGC2392.		71
CAPITULO 6		
Conclusiones Generales y Trabajo Futuro		77
Referencias		79
APENDICE A		
Técnica para la determinación de la expansión angular.		84

# "A Study in Radio Frequencies of Young Planetary Nebulae and OH/IR Stars"

## Summary

This thesis studies the characteristics of young planetary nebula and objects in transition to that stage. Both young planetary nebulae and OH/IR stars are considered evolved stellar objects. These objects can appear obscured by an envelope of gas and dust that difficulties their study with optical techniques.

The OH/IR stars are stars in the asymptotic giant branch (AGB). Generally, they do not have an optical counterpart, its continuum emission is mainly in the infrared and show maser emission at radio wavelengths from SiO, H<sub>2</sub>O, and OH molecules. The OH/IR stars are considered progenitors of the planetary nebulae. A young planetary nebula is characterized by the coexistence of ionized gas and neutral (atomic or molecular) gas.

Our knowledge of the stellar evolution, from red giant to planetary nebula, has been improving in the last few years. However, many aspects are still poorly understood. This thesis addresses specific problems in this evolutionary scheme, and in what follows we describe the contents of its six chapters:

### Chapter 1 (General Introduction)

In this chapter we remark the importance of the radio frequencies for the study of planetary nebulae and OH/IR stars. Even when the radio emission from these objects can be weak, its study permits to estimate the physical parameters of the object, such as the stellar luminosity, the electron density, the mass of the envelope, and the distance.

**Chapter 2** (The chronological evolution of SiO and H<sub>2</sub>O masers in OH/IR stars).

It is believed that OH/IR stars are objects in the transition to planetary nebulae. These stars can exhibit SiO, H<sub>2</sub>O, and OH maser emission. It is also known that protoplanetary nebulae do not show H<sub>2</sub>O or SiO maser emission; only OH maser emission has been found in some cases. With the purpose of investigating when and why maser emission disappears in OH/IR stars, we searched for H<sub>2</sub>O and SiO maser emission in 84 OH/IR stars. The statistical analysis of the data suggests that the H<sub>2</sub>O maser disappears first, followed in time by the SiO maser and eventually by the OH maser. The disappearance of the SiO maser emission can be due to lack of gas in the inner parts of the envelope. However, the reasons for the disappearance of the H<sub>2</sub>O masers are still unknown.

**Chapter 3** (G5.89-0.39 protoplanetary nebula or H II region ?)

Some observational characteristics, in particular the presence of H<sub>2</sub>O and OH maser emission as well as large far-infrared luminosities are exhibited by both very young and very evolved stars. These similarities can produce problems of classification as either a young or evolved star. That is the case of G5.89-0.39, originally classified as an OH/IR star. In this thesis we present observations of excited ammonia that support the interpretation of G5.89-0.39 as a young object.

**Chapter 4 (The distance to the planetary nebula NGC 6302).**

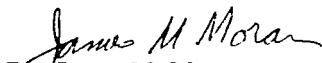
NGC 6302 is a young planetary nebula. Previous estimates of its distance range from 0.15 to 2.4 kpc. In this work we applied new radio techniques that involve both line and continuum radio observations to derive the distance. We estimate a distance of  $2.2 \pm 1.1$  kpc. Adopting this distance we derive the physical parameters of the object such as the stellar luminosity and the total mass of the envelope.

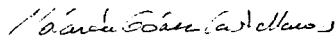
**Chapter 5 (A search for radio continuum from stellar winds in planetary nebulae).**

Once the envelope has become fully ionized by the stellar nucleus, we can refer to the object as a planetary nebula. The slow ( $v_{\infty} \approx 10\text{-}20 \text{ km s}^{-1}$ ), massive ( $\dot{M} \approx 10^{-5} M_{\odot}/\text{year}$ ) wind that characterized the AGB stage is replaced by a fast ( $v_{\infty} \approx 2000 \text{ km s}^{-1}$ ), tenuous ( $\dot{M} \approx 10^{-7} M_{\odot}/\text{year}$ ) wind. This wind is fully ionized and it is expected to be a source of free-free radiation. In most cases, the expected flux is below the present sensitivity even of the best radio telescopes. One of the best candidates for detection is the wind from the nucleus of NGC 2392. Using the Very Large Array, we detected, at a marginal level ( $4\sigma$ ), a double radio source within  $1''$  of the optical position of the star. The implications of this detection are discussed.

**Chapter 6 (Conclusions).**

We present the main conclusions of this thesis and discuss the way in which they relate with our knowledge of late stellar evolution. The prospects and future work are also discussed.

  
Dr. James M. Moran  
Thesis Director

  
Yolanda Gómez  
(Graduate student)

## INTRODUCCION GENERAL.

Debido a que el tiempo de vida de una persona (decenas de años) es mucho más corto que el tiempo de vida de una estrella (por ejemplo,  $10^{10}$  años para una estrella tipo solar) es difícil constatar directamente que vivimos en un Universo cambiante. Sin embargo, si estudiamos detalladamente el conjunto de estrellas que nos rodea, es posible concluir que hay estrellas en formación, estrellas jóvenes y viejas, y estrellas que están muriendo. En este contexto decimos que las estrellas evolucionan.

En los últimos 20 años han habido grandes avances en el estudio de la evolución estelar, rama de la astronomía que trata de entender la vida de una estrella desde que nace hasta que muere. No obstante estos avances, aún quedan algunas fases inciertas en la evolución de las estrellas. Una de estas fases es la etapa de transición de supergigante roja a nebulosa planetaria.

Las estrellas cambian sus características con el tiempo debido principalmente a que las fuentes de energía de la estrella se agotan y son sustituidas por otras. Cuando para una estrella dada no existen ya fuentes de energía posible se dice que la estrella muere.

Todas las estrellas pasan la mayor parte de su vida en la llamada secuencia principal (ver Figura 1-1). Durante esta etapa la principal fuente de energía es la fusión de hidrógeno en helio que ocurre en el centro de la estrella. Dependiendo de la masa y la luminosidad de la estrella, en dicha etapa, el hidrógeno en su centro se agotará en períodos de tiempo que van desde  $\sim 10^7$  años (para estrellas masivas con  $\sim 10 M_{\odot}$ ) hasta  $10^{10}$  años o más para estrellas de baja masa ( $\leq 1 M_{\odot}$ ). Los núcleos de helio producidos en dicho proceso quedan acumulados en el centro de la estrella, sin tener reacciones termonucleares, constituyendo así el llamado "núcleo inerte de helio". La quema de hidrógeno continuará en una cáscara alrededor del núcleo inerte, contribuyendo con helio al centro de la estrella, haciéndolo cada vez más denso. La envoltente se comenzará a expandir, formando una gigante roja. La estrella es ahora 100 veces mas grande que en la secuencia principal y su luminosidad se hace mayor ( típicamente  $10^3 L_{\odot}$  para una estrella tipo solar).

Durante la quema de hidrógeno el núcleo de helio continúa contrayéndose e incrementando su temperatura. Este finalmente será lo suficientemente caliente ( $T \sim 10^8$  K) y denso ( $\rho \sim 10^5$  g cm $^{-3}$ ) para que se inicie un nuevo proceso de generación de energía: la fusión de helio en carbono (Rose 1973). El quemado de helio en carbono en el centro de la estrella hace que la estrella tenga condiciones

similares a las de la secuencia principal. En particular, su luminosidad y radio disminuyen haciendo que la estrella se desplace hacia la izquierda y hacia abajo en el diagrama Hertzsprung-Russell (Figura 1-1) quedando en la llamada rama horizontal. Posteriormente se empezará a formar un "núcleo inerte de carbono" en el centro de la estrella, mientras el hidrógeno y el helio son quemados en sendas cáscaras, haciendo que la estrella se mueva hacia la rama asintótica de las gigantes (AGB= Asymptotic Giant Branch). Para una estrella de baja masa la quema de helio en carbono será su última fuente de energía debido a que el núcleo de la estrella ya no alcanzará temperaturas suficientes para procesar al carbono en elementos mas pesados. La envoltente se continuará perdiendo en un viento estelar. Una vez que el centro de la estrella sea lo suficiente caliente para producir fotones ultravioletas comenzará a ionizar la envoltente que lo rodea. A este objeto se le llama nebulosa planetaria.

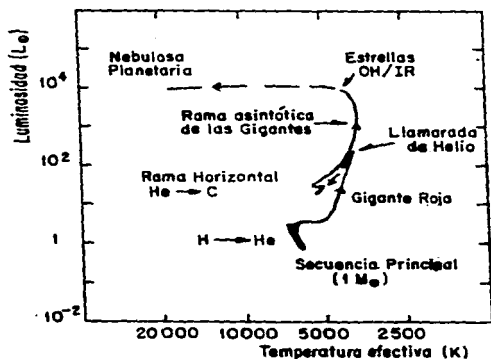


Figura 1-1. Evolución de una estrella de baja masa en el diagrama Hertzsprung-Russell desde la secuencia principal hasta la etapa de nebulosa planetaria, pasando por las etapas de gigante roja, rama horizontal y rama asintótica.

En los últimos 15 años el estudio de las estrellas en la etapa de gigante roja ha aumentado debido principalmente a observaciones hechas en el infrarrojo y en el radio. Neugebauer y Leighton (1969) hicieron observaciones en el infrarrojo, a  $2.2 \mu\text{m}$ , mostrando que las estrellas gigantes rojas y principalmente aquellas variables de largo período muestran fuerte emisión en el infrarrojo, sugiriendo la presencia de una envoltente circumestelar. Subsecuentes observaciones en línea a longitudes de onda de radio (especialmente de OH y CO) mostraron que estas envoltentes circumestelares se expanden a velocidades del orden de  $15 \text{ km s}^{-1}$  y que la tasa de pérdida de masa frecuentemente es mayor que  $10^{-7} M_{\odot}/\text{año}$ . El descubrimiento más relevante en este campo fué la existencia de estrellas ópticamente oscurecidas con tasas de pérdida de masa muy grandes ( $\sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ ). En 1968 Wilson y Barrett (1968) observaron fuerte emisión maser de OH a 1612 MHz proveniente de estos objetos "invisibles" con fuerte emisión infrarroja. Fue después de que se determinaran posiciones precisas de estos máseres que se pudieron asociar con una fuente puntual en infrarrojo ópticamente invisible, naciendo así el concepto de estrella "OH/IR" (Schultz et al. 1976; Evans y Beckwith 1977).

Actualmente se sabe que las envoltentes frías de estrellas gigantes pueden ser divididas de acuerdo a sus abundancias en ricas en oxígeno ( $\text{O/C} \geq 1$ ) y ricas en carbono ( $\text{C/O} \geq 1$ ). Ambas clases de objetos se espera que evolucionen a la etapa de nebulosa planetaria. En las envoltentes ricas en carbono han sido identificadas un gran número de moléculas. En particular, en la estrella IRC+10216 se han detectado moléculas a longitudes de onda de radio (CO, CN, HCN, HNC,  $\text{C}_2\text{H}$ , SiS,  $\text{HC}_3\text{N}$ ,  $\text{HC}_5\text{N}$ ,  $\text{HC}_7\text{N}$ ,  $\text{C}_4\text{H}$ ,  $\text{C}_3\text{N}$ ,  $\text{CH}_3\text{CN}$ ) y de infrarrojo ( $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{CH}_4\text{NH}_3$ ) (Zuckerman 1980).

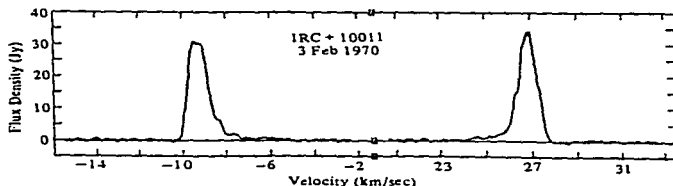


Figura 1-2. Espectro de OH (1612 MHz) de la estrella infrarroja IRC+10011. Este es un espectro típico de una estrella OH/IR (Wilson y Barrett 1972).



En las envolventes ricas en oxígeno la cantidad de moléculas detectadas es menor: emisión maser de OH, H<sub>2</sub>O y SiO (Engels 1979) así como emisión térmica a longitudes de onda milimétricas del SiO y CO (Morris et al. 1979, Lo y Bechis 1977, Zuckerman et al. 1977, 1978).

En este trabajo nos centraremos en la evolución de las estrellas ricas en oxígeno, como lo son las estrellas OH/IR. La emisión maser de OH presente en estas estrellas está caracterizada por dos picos intensos separados en velocidad por valores que van de 5 a 80 km s<sup>-1</sup>. En la Figura 1-2, mostramos el espectro de IRC+10011, el cual es un ejemplo clásico de maser de OH en una estrella OH/IR. La forma del espectro nos sugiere que la emisión de OH ocurre en una envolvente en expansión (Herbig 1974; Reid et al. 1977). Las componentes "azul" y "roja" en el espectro corresponden a la emisión de la parte delantera y trasera de la cáscara, respectivamente. Así, si la envolvente se está expandiendo, la separación de las componentes corresponderá al doble de la velocidad de expansión. Este concepto ha sido confirmado por observaciones interferométricas de base muy larga. En la Figura 1-3 mostramos el espectro de OH de la fuente OH 127.8-0.0, así como mapas de la fuente a distintas velocidades (Booth et al. 1981). Cada mapa corresponde a un intervalo de velocidad en particular (a, b, c y d) mostrados en la misma Figura. Nótese que los mapas (a) y (d) provienen de la parte frontal y trasera de la cáscara y que en los mapas (b) y (c) se observa claramente la estructura de la envolvente en forma de cáscara de la estrella OH/IR. La emisión maser de H<sub>2</sub>O y SiO normalmente consiste de una o varias componentes localizadas dentro del rango de velocidades del OH.

En general para cada estrella OH/IR conocida podemos encontrar su contraparte infrarroja en el catálogo de fuentes puntuales de IRAS, de tal manera que podemos colocarlas en un diagrama color-color. Olnon et al. (1984), al graficar las estrellas gigantes infrarrojas (desde las clásicas tipo Mira hasta las OH/IR) encuentra que describen una secuencia continua en el diagrama [60-25] versus [25-12]. Posteriormente Bedijn (1987) y Rowan-Robinson et al. (1986) sugieren que esta secuencia podría representar una evolución en la tasa de pérdida de masa desde 10<sup>-7</sup> M<sub>☉</sub>/año para las más azules hasta 10<sup>-4</sup> M<sub>☉</sub>/año para las más rojas (ver Figura 1-4). Estos autores proponen que una estrella de masa dada que se encuentre en el extremo inferior izquierdo del diagrama color-color (como Mira) evolucionará hacia el extremo superior derecho (convirtiéndose en OH/IR). En el capítulo 2 se presenta un estudio de la evolución de los máseres de H<sub>2</sub>O y SiO en las estrellas OH/IR, suponiendo que el diagrama color-color refleja una secuencia evolutiva. Este material aparecerá publicado en el artículo "H<sub>2</sub>O and SiO maser emission in OH/IR stars" (Gómez, Moran and Rodríguez 1990).

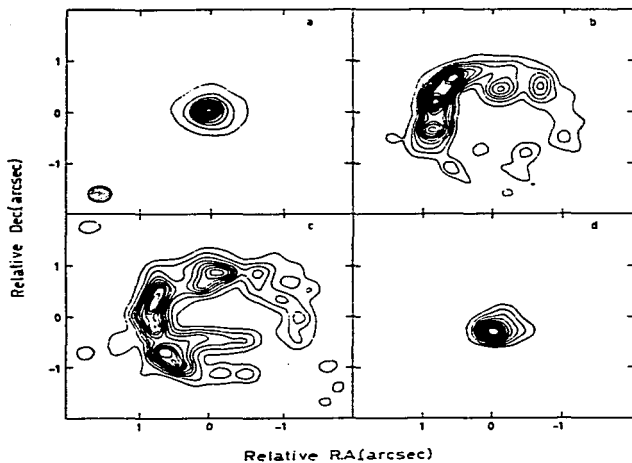
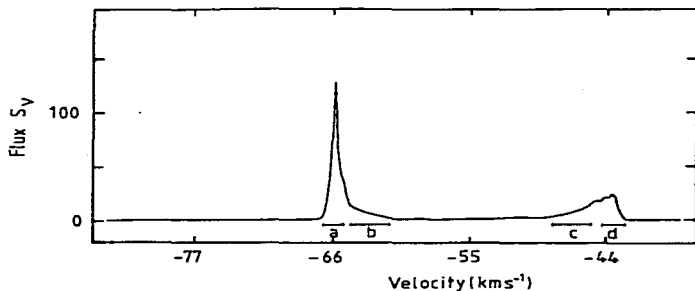


Figura 1-3. *arriba*) Espectro de OH (1612 MHz) de la fuente OH 127.8-0.0, para la cual se hicieron mapas interferométricos en los intervalos de velocidad que se marcan en el espectro. *abajo*) Mapas de la distribución del OH de la fuente OH 127.8-0.0. Cada mapa corresponde a un intervalo de velocidad marcado en la parte superior de esta figura (Booth *et al.* 1981). La interpretación de estos datos implica que la emisión de OH proviene de una cáscara.

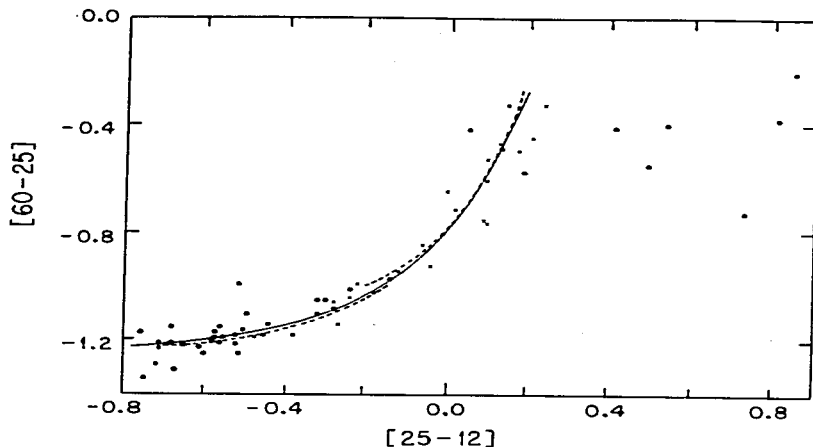


Figura 1-4. Diagrama color-color de IRAS para un conjunto de estrellas Mira y OH/IR. Los puntos corresponden a estrellas Mira, las cruces a estrellas OH/IR variables, y los círculos abiertos a estrellas OH/IR no variables. La línea continua es un ajuste numérico a los datos (van der Veen y Habing 1988). Las líneas quebradas representan los modelos hechos por Bedijn (1987).

De las observaciones sabemos que el último maser en desaparecer es el maser de OH. Si desea uno buscar objetos que se encuentren cercanos en el tiempo a la etapa de nebulosa planetaria lo que desearía uno encontrar son objetos que ya hayan empezado a ionizar la parte interior de su envolvente y que aún muestren emisión maser de OH proveniente de la parte externa de la envolvente, que aún no es fotodisociada (Rodríguez, Gómez y García-Barreto 1985). Este tipo de objetos reciben el nombre de protonebulosas planetarias. Algunos ejemplos son Vy2-2 (Davis, Seaquist y Purton 1979; Seaquist y Davis 1983), OH 349.2-0.2 y OH 0.9+1.3 (Pottasch, Bignell y Zijlstra 1987).

Debido a que la presencia de emisión maser no es un fenómeno exclusivo de los objetos evolucionados sino que se puede presentar también en regiones de formación estelar (por ejemplo, en la vecindad de regiones H II compactas), es posible que exista confusión al momento de clasificar al objeto. Desde luego esta posibilidad es muy baja pues existen formas de diferenciar la emisión maser proveniente de una estrella evolucionada a la de una estrella joven (Reid y Moran 1981).

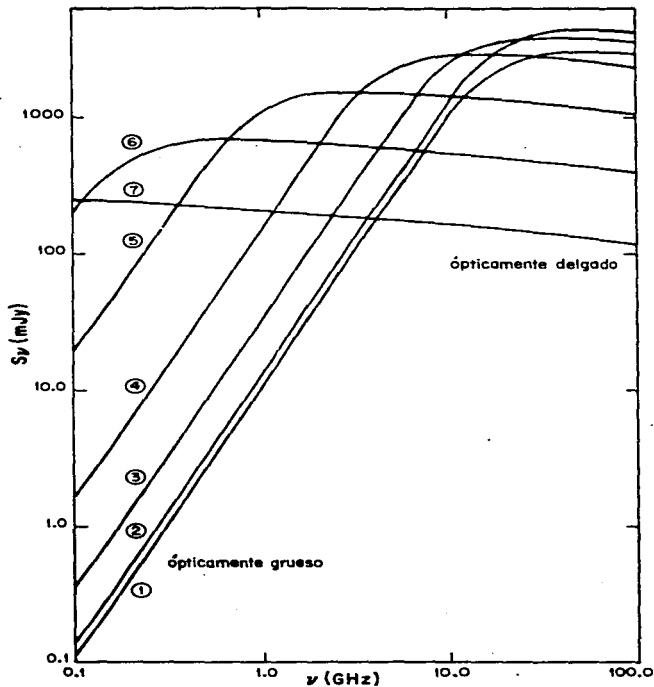
En el *capítulo 3* discutiremos la naturaleza de la fuente G5.89-0.39 considerada primeramente como una estrella OH/IR. En un muestreo en radiocontinuo, Zijlstra y Pottasch (1988) encontraron emisión de radio continuo asociada a esta fuente, lo que les hizo suponer que se trataba de una protonebulosa planetaria. Sin embargo, su cercanía a una región H II muy conocida (W 28), sus flujos de IRAS tan altos y su asociación con amoníaco altamente excitado, entre otras cosas, nos llevó a la conclusión (Capítulo 3) de que se trata de una región H II muy joven y compacta y no de una protonebulosa planetaria. Este capítulo formará parte de un artículo titulado "The dense molecular envelope around the compact H II region G5.89-0.39 (W28 A2)" (Gómez et al. 1990).

Quando la estrella central de una nebulosa planetaria es lo suficientemente caliente ( $\geq 3 \times 10^4$  K) para ionizar el material neutro que la rodea, comenzará a producirse emisión en radio continuo por medio del proceso libre-libre (bremsstrahlung). Estas nebulosas planetarias jóvenes mostrarán tamaños angulares pequeños en radiocontinuo y tendrán densidades electrónicas relativamente altas,  $n_e \sim 10^6$   $\text{cm}^{-3}$ . El frente de ionización se moverá rápidamente hacia las partes externas de la envolvente. Conforme la estrella central evoluciona y alcanza temperaturas superficiales mayores que  $5 \times 10^4$  K, la envolvente también sufrirá cambios, incrementando su emisión en radiocontinuo. En la Figura 1-5 mostramos el flujo en radiocontinuo como una función de la frecuencia. Los diferentes espectros corresponden a diferentes tiempos. Se observa que para altas frecuencias el espectro es el de una región ópticamente delgada (donde toda la radiación producida logra escapar). Se espera que en una nebulosa planetaria joven su espectro será ópticamente grueso en radio hasta altas frecuencias y conforme la nebulosa planetaria evoluciona, el espectro pasará a ser ópticamente delgado (Gómez 1985; Gathier 1986).

El estudio en radiofrecuencias de nebulosas planetarias jóvenes ha aportado resultados importantes acerca de la naturaleza y evolución de estos objetos. Técnicas interferométricas usando principalmente El Conjunto Muy Grande de Radiotelescopios (VLA = Very Large Array) ubicado en Socorro, Nuevo México, EUA, han hecho posible estudiar en detalle la emisión de nebulosas planetarias con una resolución angular diez veces mejor ( $\sim 0.1''$ ) que la obtenida con técnicas ópticas ( $\sim 1''$ ).

La importancia de la radioastronomía en este campo aumenta debido a que para las ondas de radio el polvo es prácticamente transparente, permitiendo estudiar con mayor detalle aquellos objetos que muestran algún tipo de extinción.

Observaciones de moléculas a longitudes de onda de radio tales como CO ( $\lambda=3$  mm), OH ( $\lambda=18$  cm), en adición del hidrógeno atómico H I ( $\lambda=21$  cm), han hecho posible estudiar las envolventes neutras de nebulosas planetarias jóvenes y protonebulosas planetarias. Dichas observaciones nos permiten conocer las condiciones



**Figura 1-5** Espectro de radio como función del tiempo para una nebulosa planetaria joven típica. Las características del modelo se dan en Gómez (1985). Los tiempos correspondientes a cada curva son; (1)  $t = 3.1 \times 10^9$ s, (2)  $t = 3.2 \times 10^9$ s, (3)  $t = 4.9 \times 10^9$ s, (4)  $t = 9.6 \times 10^9$ s, (5)  $t = 2.9 \times 10^{10}$ s, (6)  $t = 8.9 \times 10^{10}$ s, y (7)  $t = 3.3 \times 10^{11}$ s.

físicas de la región neutra. Las velocidades y anchos de sus líneas de emisión nos revelan la cinemática de la envoltura, mientras que un estudio de su excitación nos da información sobre las temperaturas y densidades. También es posible hacer mapas de la morfología de la envoltura neutra (Rodríguez 1989).

La determinación de distancias precisas a nebulosas planetarias continúa siendo un problema importante. Existen varios métodos para calcular distancias a nebulosas planetarias (Pottasch 1984), pero pocos de éstos se pueden aplicar a nebulosas planetarias jóvenes, en las cuales la extinción circunstelar puede llegar a ser un problema. Adicionalmente, la determinación de distancias mediante métodos estadísticos no es conveniente cuando se estudia un solo objeto. Por ejemplo, Milne (1982) deriva una expresión para calcular distancias a nebulosas planetarias jóvenes utilizando datos de radio. Para una nebulosa ópticamente gruesa a la radiación ionizante se tiene

$$D = 27(S_6 \text{ cm})^{-1/2}, \quad [1]$$

mientras que para una nebulosa ópticamente delgada a la radiación ionizante se tiene

$$D = 24(S_6 \text{ cm})^{-1/5}(\theta)^{-3/5}, \quad [2]$$

donde la distancia D está en kpc,  $S_6 \text{ cm}$  es la densidad de flujo de radio a 6 cm en mJy, y  $\theta$  es el radio angular en segundos de arco. Para aplicar estos métodos se requiere que la emisión a 6 cm sea ópticamente delgada.

Tabla 1-1		
PREVIAS ESTIMACIONES DE LA DISTANCIA A NGC 6302		
Método	Distancia (kpc)	Referencia
Interpretación de alas anchas en el [Ne V]3426 Å como emisión proveniente de un viento estelar ionizado radiativamente.	0.15	Meaburn y Walsh (1980a)
Shklovsky (1956), masa ionizada fija para toda nebulosa planetaria.	2.4	Rodríguez y Moran (1982)
Densidad electrónica a partir de líneas prohibidas y un modelo geométrico de la nebulosa.	1.7	Rodríguez et al. (1985)
Milne (1982), supone una tasa de fotones ionizantes constante, en nebulosas planetarias jóvenes.	0.5	Altshuler et al. (1986) Schneider et al. (1987)

Si aplicamos la técnica anterior a la nebulosa planetaria NGC 7027 (para la cual se tiene una buena estimación de su distancia  $\sim 1$  kpc mediante otros métodos; Masson 1986; Pottasch et al. 1982), suponiéndola ópticamente delgada obtenemos  $D = 1.4$  kpc, valor que se acerca al mejor valor disponible. Sin embargo, las observaciones nos revelan la existencia de una envolvente molecular alrededor de la nebulosa, lo cual hace suponer que la nebulosa es ópticamente gruesa a la radiación ionizante. Así, aplicando la ecuación [1] obtenemos una distancia de 330 pc (Terzian 1989). Esto nos da una idea de la incertidumbre que pueden involucrar dichos métodos estadísticos.

En esta tesis aplicamos dos técnicas de radio relativamente nuevas para estimar la distancia a la nebulosa planetaria NGC 6302. Esta es una nebulosa joven, sumamente peculiar, para la cual se han estimado distancias que van desde 0.15 hasta 2.5 kpc (ver Tabla 1-1). NGC 6302 es la única nebulosa planetaria en la que se ha detectado hidrógeno en forma atómica, ionizada y molecular.

La primera técnica utiliza el ensanchamiento por presión electrónica de líneas de recombinación, para estimar una densidad electrónica promedio. Combinando este resultado con la densidad de flujo de radio y un modelo geométrico de la nebulosa es posible estimar la distancia. La segunda consiste en medir la expansión angular de la nebulosa a partir de datos interferométricos obtenidos en un período de pocos años. Ambas técnicas son independientes de la luminosidad de la estrella central y de la masa nebular. Se estimó una distancia de 2.2 kpc (ver capítulo 4). Los resultados más importantes del capítulo 4 están publicados en el artículo "The distance to NGC 6302" (Gómez et al. 1989).

Un fenómeno que se presenta frecuentemente en la estrella central de la nebulosa planetaria es el de un viento rápido. Mientras el objeto evoluciona en la rama asintótica de las gigantes (AGB), posee un viento lento ( $v_{\infty} \simeq 20$  km s<sup>-1</sup>) y con alta tasa de pérdida de masa ( $\dot{M} \simeq 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ ). Al final de la evolución en la AGB, este viento lento cesa y el núcleo estelar comenzará a ionizar la envolvente que lo rodea. Al mismo tiempo un viento rápido ( $v_{\infty} \simeq 2000$  km s<sup>-1</sup>) y con baja tasa de pérdida de masa ( $\dot{M} \simeq 10^{-8} M_{\odot}/\text{año}$ ) se inicia.

En principio estos vientos rápidos pueden ser estudiados por su emisión en el continuo o bien en el espectro de línea. Hasta el momento su estudio se ha enfocado a la observación de perfiles tipo P Cygni en las líneas estelares. Estas observaciones se han hecho en el ultravioleta utilizando en buena parte el satélite IUE (International Ultraviolet Explorer o Explorador Ultravioleta Internacional) en las líneas del N V, C IV y Si IV, y en las líneas resonantes del O IV, O V y N IV (Cerruti-Sola y Perinotto 1985).

Los métodos que involucran observaciones en el continuo de radio o en infrarrojo son muy difíciles de aplicar debido a que la emisión de continuo del viento a estas longitudes de onda queda, generalmente, por debajo del límite de detectabilidad de los instrumentos actuales (Perinotto 1983).

En particular veamos el caso de la emisión en radiocontinuo. Utilizando los parámetros comunes del viento rápido ( $\dot{M} \simeq 10^{-8} M_{\odot}/\text{año}$ ,  $v \simeq 2000 \text{ km s}^{-1}$ ) y aplicando la formulación de Panagia y Felli (1975) para vientos estelares isotrópicos ionizados con una temperatura electrónica de  $10^4 \text{ K}$ , uno esperaría una densidad de flujo de radio de 0.0003 mJy a 2 cm suponiendo que la fuente está a 1 kpc. Esta densidad de flujo está por debajo de los límites de detectabilidad del VLA ( $\sim 0.1 \text{ mJy}$  con varias horas de integración).

Sin embargo, algunas estrellas centrales de nebulosas planetarias pueden tener parámetros más favorables que otras para la detección del continuo de radio. Este es el caso de la estrella central de la nebulosa planetaria NGC 2392. Un análisis fuera de ETL (Equilibrio Termodinámico Local) hecho por Pauldrach et al. (1988) sugiere que NGC 2392 tiene parámetros anómalos ( $\dot{M} \simeq 10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$ ,  $v_{\infty} \simeq 500 \text{ km s}^{-1}$ ) tales que permitirían detectar el viento en radiocontinuo (0.8 mJy a 2 cm y a 1 kpc).

En el capítulo 5 presentamos una búsqueda de emisión de radio continuo hacia la estrella central de la nebulosa planetaria NGC 2392. Se utilizaron técnicas interferométricas para separar la contribución nebulosa, espacialmente extendida, de la proveniente del viento estelar (emisión que se espera provenga de una región muy compacta).

Las conclusiones más relevantes de esta tesis, así como una discusión del trabajo futuro son presentadas en el capítulo 6.



## EVOLUCION CRONOLOGICA DE MASERES DE SiO Y H<sub>2</sub>O EN ESTRELLAS OH/IR.

### Resumen

Hicimos una búsqueda de emisión maser de H<sub>2</sub>O y SiO en 84 estrellas OH/IR con flujos de IRAS a 12, 25, y 60  $\mu\text{m}$ . Fueron detectadas cuatro nuevas fuentes de H<sub>2</sub>O y ocho nuevas fuentes de SiO. También se utilizaron detecciones reportadas anteriormente en la literatura para determinar los porcentajes de estrellas OH/IR que muestran emisión maser de H<sub>2</sub>O y SiO como una función del color [25-12]. Actualmente se cree que el color [25-12] es un indicador de edad. El análisis estadístico de los datos sugiere que el porcentaje de estrellas OH/IR con emisión maser de SiO disminuye conforme el color [25-12] aumenta. Modelos simples que describen la evolución temporal de las estrellas OH/IR sugieren que es alrededor de [25-12]  $\approx$  +0.2 cuando cesa o disminuye de manera importante la pérdida de masa de la estrella. Por otro lado, el porcentaje de estrellas con emisión maser de H<sub>2</sub>O disminuye significativamente a [25-12]  $\approx$  -0.2, antes de que la pérdida de masa cese. Las razones por las cuales el porcentaje de objetos con emisión maser de H<sub>2</sub>O cae tan tempranamente aún se desconocen.

### 2-1 Introducción.

Nuestro conocimiento acerca de la evolución de objetos tipo solar, desde la etapa de gigante roja hasta la de nebulosa planetaria, se ha incrementado de manera importante en los últimos años. Actualmente se sabe que las estrellas OH/IR se encuentran en un estado de evolución que precede al de nebulosa planetaria (Engels et al. 1983). Las estrellas OH/IR se localizan en la parte superior de la Rama Asintótica de las Gigantes (AGB=Asymptotic Giant Branch) con tasas de pérdida de masa típicas de  $\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$  (Baud y Habing 1983). Las estrellas OH/IR tienen envoltantes circunestelares ricas en oxígeno, son variables de largo período (500-2000 días) y muestran emisión maser de OH a 1612 MHz. Esta emisión maser muestra un perfil característico de doble pico. En general estas estrellas no tienen contraparte óptica teniendo la mayor parte de su luminosidad en el infrarrojo ( $\lambda \sim$

10 $\mu$ m). Es posible encontrar una contraparte en fuente de IRAS para la mayoría de las estrellas OH/IR, de tal manera que podemos colocarlas en un diagrama color-color de IRAS. Olnon et al. (1984) encuentra una secuencia continua desde las variables clásicas tipo Mira hasta las estrellas OH/IR en el diagrama [60-25] versus [25-12]. El color [ $\lambda_1 - \lambda_2$ ] está definido como  $\log[\lambda_2 F_1 / \lambda_1 F_2]$ , donde  $\lambda_i$  es la longitud de onda y  $F_i$  es la densidad de flujo. Esta secuencia continua ha sido interpretada como una secuencia evolutiva (Olnon et al. 1984; Bedijn 1987; Habing et al. 1987; van der Veen y Habing 1988), en el sentido de que las estrellas más evolucionadas, como lo son las OH/IR, aparecen en el extremo superior derecho del diagrama. Esta región corresponde a la de los objetos más fríos. En cambio las estrellas Mira, consideradas como relativamente más jóvenes, se localizan en el extremo inferior izquierdo. También es sabido que los máseres de OH, H<sub>2</sub>O, y SiO aparecen estratificados (ésto es en capas) en las envolventes de estrellas tipo tardío. Los máseres de SiO emiten en una región muy cercana a la superficie de la estrella, a  $\sim 3 \times 10^{14}$  cm, los máseres de H<sub>2</sub>O ocurren más afuera, a  $\sim 3 \times 10^{15}$  cm, y los máseres de OH en general provienen de regiones a grandes distancias de la estrella, a  $\sim 3 \times 10^{16}$  cm. Esta estratificación es debida tanto a las condiciones químicas como de excitación que existen en las envolventes (Elitzur 1981).

De manera intuitiva uno espera que, conforme se inicia la pérdida de masa en la estrella (es decir existe la presencia de un viento) el maser de SiO aparecerá primero, seguido en el tiempo por el maser de H<sub>2</sub>O y finalmente por el maser de OH. Utilizando un argumento similar, cuando se termina la pérdida de masa, es decir, el viento masivo cesa y el objeto está muy cerca de ser una nebulosa planetaria, uno esperaría que los diferentes máseres desaparecieran en el mismo orden con el que aparecieron. Lewis (1989) propone un esquema más detallado acerca de la evolución de los máseres en estrellas tipo tardío. En su descripción las líneas principales del OH (a 1665 y 1667 MHz) desaparecen primero, seguidas por el H<sub>2</sub>O y eventualmente por el SiO.

En este capítulo presentamos resultados de medidas de emisión maser de H<sub>2</sub>O y SiO en una muestra de 84 estrellas OH/IR. Estos datos han sido analizados con el propósito de estudiar estadísticamente la emisión maser de H<sub>2</sub>O y SiO como una función del color [25-12] de IRAS.

## 2-2 Emisión Maser.

De manera muy breve mencionaremos las condiciones físicas necesarias para que se de la emisión maser. Para una revisión más detallada consultar los siguientes

trabajos; Reid y Moran (1981); Goldreich y Kwan (1974a, 1974b); Strel'nitski (1983). El efecto maser se da en condiciones fuera de equilibrio termodinámico, cuando el número de partículas en el nivel energético superior,  $n_2$ , es mayor que el número de partículas en el nivel inferior,  $n_1$ . Este fenómeno, cuando  $n_2 \geq n_1$ , es conocido como inversión de población.

De la ecuación de Boltzmann para un par de niveles, suponiendo pesos estadísticos iguales,

$$\frac{n_2}{n_1} = \exp(-h\nu/kT_x), \quad [1]$$

donde  $h\nu$ , es la diferencia de energía entre los niveles,  $T_x$  es la temperatura de excitación,  $k$  es la constante de Boltzmann y  $n_2$  y  $n_1$  son las densidades de población para los niveles superior e inferior respectivamente. Se observa de la ecuación (1) que para una inversión de población,  $n_2/n_1 \geq 1$ , la temperatura de excitación será negativa. Es necesario aclarar que en este contexto el concepto de temperatura es mucho más flexible que en la termodinámica.

Por otro lado, sabemos que el coeficiente de absorción está dado por;

$$\kappa = \frac{h\nu}{4\pi\Delta\nu}(n_1 - n_2)B, \quad [2]$$

donde  $\Delta\nu$  es el ancho Doppler de la línea,  $h$  es la constante de Planck y  $B$  es el coeficiente de Einstein para la emisión estimulada. De la ecuación (2), se observa claramente que cuando  $n_2 \geq n_1$ ,  $\kappa \leq 0$ . Así la profundidad óptica de la región ( $\kappa l$ ) será negativa y por lo tanto más que absorción tendremos amplificación de la radiación. De esta manera la emisión maser no es más que la amplificación de microondas debida a la emisión estimulada de la radiación.

Para que se de la inversión de población es necesario un mecanismo de bombeo que pueble eficientemente el nivel superior,  $n_2$ , más que el nivel inferior,  $n_1$ . Estos mecanismos de bombeo se pueden clasificar de acuerdo a su naturaleza en químicos, colisionales y radiativos. En las estrellas evolucionadas ricas en oxígeno, como lo son las estrellas OH/IR, la temperatura superficial de la estrella va de 1800 a 2800 K y están rodeadas por una envoltente de gas y polvo con una temperatura que disminuye con la distancia a la estrella. Se ha observado en dichas estrellas emisión maser de moléculas tales como SiO, H<sub>2</sub>O y OH. El maser de OH a 1612 MHz se cree que es bombeado radiativamente por emisión en el lejano infrarrojo (35  $\mu$ m) proveniente del polvo circumestelar. El principal argumento es la correlación entre la densidad de flujo a 35  $\mu$ m y la densidad de flujo del maser. Para el caso de los máseres de H<sub>2</sub>O y SiO el mecanismo del bombeo es aún menos claro. Se cree que el maser de H<sub>2</sub>O es bombeado colisionalmente, mientras que el maser de SiO se cree

que es bombeado radiativamente. Para altas densidades las colisiones termalizan la transición del maser y la inversión desaparece. Por ejemplo para el maser de  $\text{H}_2\text{O}$  esto se cree que ocurre a una densidad de hidrógeno molecular de  $\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .

### 2-3 Selección de la Muestra y Observaciones.

La selección de la muestra de estrellas OH/IR se ha obtenido con el siguiente criterio. De los artículos de Baud *et al.* (1979), Bowers (1978), Johansson *et al.* (1977), Pottasch, Bignell y Zijlstra (1987), Baud *et al.* (1981), Lewis, Eder y Terzian (1985), Sivagnanam y Le Squeren (1986), Seaquist y Davis (1983), y te Lintel Hekkert *et al.* (1989), se seleccionaron 141 estrellas que mostraban flujos de IRAS bien definidos a 12, 25, y 60  $\mu\text{m}$  y con  $F(25 \mu\text{m}) \geq F(12 \mu\text{m})$ . El último criterio se tomó porque estamos interesados en estudiar los objetos más fríos, supuestamente éstos están más cerca de la transición a nebulosa planetaria. El flujo a 100  $\mu\text{m}$  no se utilizó en el presente análisis debido a que se pueden presentar problemas de confusión dada la localización de muchas fuentes cerca del plano galáctico. Objetos identificados como regiones H II o que tenían una declinación negativa muy grande fueron excluidos de la muestra (con el telescopio de Haystack utilizado para este estudio sólo se pueden observar fuentes con declinaciones mayores a  $-37^\circ$ ). En particular, hemos excluido a la fuente OH 5.89-0.3 (Zijlstra y Pottasch 1988) debido a que sus flujos de IRAS, sus colores, su espectro de maser de  $\text{H}_2\text{O}$ , y su asociación con amoníaco altamente excitado (Gómez *et al.* 1990), sugieren fuertemente que se trata de una región H II compacta.

Las observaciones de  $\text{H}_2\text{O}$  (22.2 GHz) y SiO (43.1 GHz) fueron hechas usando la antena de 36.6 m de diámetro del Observatorio de Haystack \* en tres sesiones durante julio de 1988, octubre de 1988 y marzo de 1989. A las frecuencias observadas, el ancho del haz a potencia media y la eficiencia de apertura a una elevación de la antena de  $45^\circ$  fueron 1'5 y 0.28 (22.2 GHz) y 0'8 y 0.11 (43.1 GHz), respectivamente. La precisión rms del apunte fue de  $\sim 10''$ . Se utilizó, un espectrómetro de 512 canales con un ancho de banda total de 16.67 MHz, dándonos una resolución en velocidad (para pesado unitario) de  $0.53 \text{ km s}^{-1}$  para el  $\text{H}_2\text{O}$  y de  $0.27 \text{ km s}^{-1}$  para el SiO.

Las observaciones fueron hechas en el modo de potencia total, con un tiempo total de integración de 10 minutos. Las 84 estrellas de nuestra muestra fueron observadas típicamente de cuatro a ocho veces para un tiempo total de integración sobre la fuente de 20 a 40 minutos. Todos los espectros fueron corregidos por

---

\* El Observatorio de Haystack está localizado en Westford, Massachusetts, EUA.

la atenuación atmosférica y por las variaciones en la ganancia dependientes de la elevación. El rms de la temperatura de antena en el espectro final estuvo en el intervalo de 0.05 a 0.20 K para las observaciones de H<sub>2</sub>O y en el intervalo de 0.05 a 0.30 K para las observaciones de SiO.

## 2-4 Resultados y Discusión.

En la Tabla 2-1 se muestran las posiciones y los flujos de IRAS de las estrellas de nuestra muestra. Se obtuvieron los colores [25-12] y [60-25] para cada fuente aplicando los factores de corrección para un cuerpo negro a 300 K (Neugebauer et al. 1984), con las relaciones;

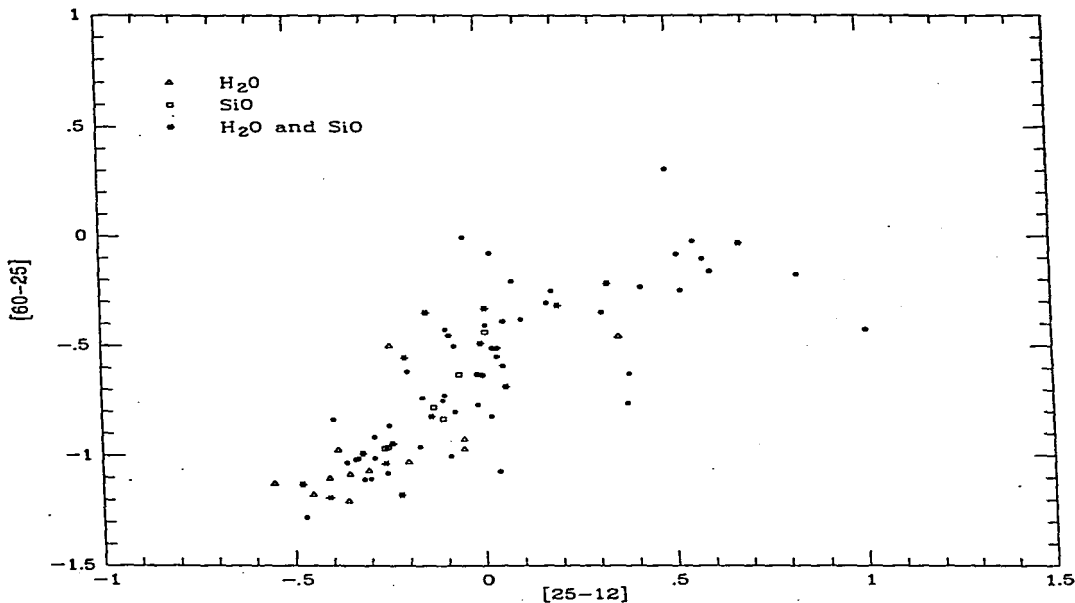
$$[25 - 12] = \log \left( \frac{12 F(25) (0.89)}{25 F(12) (1.09)} \right) \quad [3]$$

$$[60 - 25] = \log \left( \frac{25 F(60) (0.82)}{60 F(25) (0.89)} \right). \quad [4]$$

En la Tabla 2-2 se presenta una lista de los colores [25-12] y [60-25] para las estrellas de nuestra muestra, así como información acerca de las detecciones de H<sub>2</sub>O y SiO con sus respectivas referencias. Se hizo también un diagrama [60-25] versus [25-12] (ver Figura 2-1) con nuestras 84 estrellas OH/IR. Para confirmar que nuestra muestra no está sesgada, en el sentido de que objetos con diferentes colores puedan tener diferentes luminosidades IRAS, hemos graficado la luminosidad IRAS (suponiendo que las fuentes se encuentran a una distancia de 1 kpc) versus el color [25-12]. Esto es equivalente a graficar el flujo total integrado versus el color. Como puede observarse de la Figura 2-2 el no encontrar ninguna correlación nos hace suponer que la muestra no está sesgada en este sentido.

### a) Emisión Maser de H<sub>2</sub>O.

Se detectaron 14 máseres de H<sub>2</sub>O en la muestra, de los cuales 4 son nuevas detecciones. Los parámetros de los nuevos máseres están dados en la Tabla 2-3 y sus espectros se muestran en la Figura 2-3. Combinando nuestros resultados con previas detecciones de la literatura (ver referencias en la Tabla 2-2) encontramos que 28 fuentes de las 84 están asociadas con emisión maser de H<sub>2</sub>O. En particular se ha considerado a la fuente OH 37.1-0.9 como una detección de maser de H<sub>2</sub>O. La emisión de maser de H<sub>2</sub>O de esta fuente fué primeramente observada por Engels,



**Figura 2-1.** Diagrama color-color de IRAS para las 84 estrellas OH/IR de nuestra muestra. Los círculos llenos indican las estrellas que no tienen emisión maser ni de SiO ni de H<sub>2</sub>O. Los asteriscos indican las estrellas que si tienen máseres de SiO y H<sub>2</sub>O. Los triángulos se refieren a los objetos que tienen únicamente emisión maser de H<sub>2</sub>O y los cuadrados muestran aquellas estrellas que tienen solamente emisión maser de SiO.

Schmid-Burgk y Walmsley (1986), quienes no la consideraron como asociada a la estrella debido a que el intervalo en velocidad (de 63 a 69 km s<sup>-1</sup>) está fuera del intervalo de velocidad del OH (de 74 a 103 km s<sup>-1</sup>). Sin embargo, actualmente se sabe que no es anormal encontrar emisión maser de H<sub>2</sub>O con velocidades radiales afuera del intervalo definido por los picos del OH en estrellas de tipo tardío (Bowers, Johnston y De Vegt 1989). De esta manera suponemos que el maser de H<sub>2</sub>O observado está asociado con OH 37.1-0.9.

Tabla 2-1  
POSICIONES Y FLUJOS DE IRAS

#	Fuente	$\alpha$ (1950)	$\delta$ (1950)	F(12) (Jy)	F(25) (Jy)	F(60) (Jy)	F(100) (Jy)
1	I00171+6542	00 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> 07 <sup>s</sup> .0	65°42' 54"	26.0	37.0	8.0	≤6.0
2	OH158.0+7.3	03 20 41.6	65 21 31	95.50	134.28	37.67	9.91
3	I05131+4530	05 13 06.6	45 30 48	26.0	54.0	14.0	3.3
4	OH231.8+4.2	07 39 59.0	-14 35 42	19.0	226.0	548.0	292.0
5	OH349.2-0.2	17 15 04.2	-37 54 53	2.51	19.77	104.71	≤529.66
6	OH349.8-0.3	17 16 50.2	-37 36 35	9.8	37.0	47.8	≤280.0
7	OH0.1+5.1	17 23 22.6	-26 02 25	3.7	10.6	7.1	≤7.8
8	I17256+0504	17 25 40.0	05 04 42	17.0	17.0	3.5	2.1
9	I17308+0822	17 30 49.0	08 22 42	12.0	14.0	3.5	≤2.0
10	I17317-3331	17 31 44.4	-33 31 34	104.0	290.0	234.0	≤735.0
11	I17359-2902	17 35 57.1	-29 02 28	2.0	12.3	7.6	≤263.0
12	OH0.9+1.3	17 39 23.8	-27 27 05	1.84	17.86	36.98	≤85.51
13	OH13.1+5.1	17 52 53.7	-15 03 20	10.28	20.51	7.87	≤27.04
14	OH2.2-1.7	17 54 05.0	-27 53 57	1.4	14.2	25.6	≤337.0
15	OH8.0+1.4	17 55 04.1	-21 20 54	5.4	21.0	30.7	≤43.4
16	I18011-1847	18 01 06.2	-18 47 21	2.54	13.68	16.29	≤60.26
17	I18069+0911	18 06 55.5	09 11 40	68.55	61.94	10.76	4.21
18	OH12.8+0.9	18 07 11.1	-17 27 13	23.77	76.56	83.18	≤304.79
19	I18076+3445	18 07 37.7	34 45 40	31.92	27.04	5.25	1.92
20	OH15.4+1.9	18 08 43.3	-14 40 40	2.58	21.88	32.21	≤216.77
21	I18095+2704	18 09 30.9	27 04 28	45.29	125.89	27.80	5.65
22	I18123+0511	18 12 21.7	05 11 56	10.76	11.07	4.21	≤1.85
23	OH15.7+0.8	18 13 34.5	-14 56 19	31.05	124.74	157.04	≤428.55
24	OH12.8-0.9	18 13 55.3	-18 16 09	11.59	16.90	13.93	≤298.40
25	OH20.8+3.1	18 15 12.5	-09 19 44	14.45	38.73	15.28	≤39.08
26	OH12.8-1.9	18 17 40.4	-18 48 33	54.45	80.17	23.55	≤147.23
27	OH16.1-0.3	18 18 14.4	-15 04 50	22.08	21.48	6.49	≤304.79
28	OH18.3+0.4	18 19 53.4	-12 49 17	15.56	42.46	34.04	≤44.06
29	I18231+0855	18 23 10.5	08 55 02	4.79	3.44	0.67	≤1.64
30	I18237+2150	18 23 42.8	21 50 23	6.92	5.97	0.82	≤1.00
31	OH20.8+0.5	18 24 37.8	-10 32 18	2.2	20.2	50.0	≤392.0
32	I18254+0750	18 25 26.0	07 50 24	5.6	6.9	1.4	≤4.0
33	OH21.5+0.5	18 25 43.0	-10 00 16	46.13	120.23	115.88	≤319.15
34	OH20.7+0.1	18 25 44.7	-10 52 52	12.36	37.67	61.38	≤251.19
35	OH19.2-1.0	18 26 40.9	-12 39 55	14.8	32.7	20.0	≤195.0
36	OH20.4-0.3	18 26 48.8	-11 17 57	12.36	30.48	18.71	≤291.07
37	OH23.7+1.2	18 27 24.0	-07 38 57	56.49	62.52	15.14	≤72.44
38	OH17.7-2.0	18 27 40.0	-14 31 05	22.7	131.83	120.23	38.73
39	OH22.0-0.6	18 30 52.1	-10 00 23	3.25	8.79	19.23	56.49
40	OH24.7+0.2	18 32 47.8	-07 15 39	44.46	80.91	94.62	172.19
41	OH26.5+0.6	18 34 52.3	-05 26 37	395.75	630.96	461.32	≤310.46
42	OH25.1-0.3	18 35 33.3	-07 12 33	1.72	14.32	31.05	≤159.96
43	OH25.5-0.3	18 36 09.0	-06 47 37	14.8	34.1	88.5	≤183.0
44	OH27.3-0.9	18 42 01.6	-05 12 25	1.04	26.79	26.30	≤237.68
45	OH30.7+0.4	18 43 16.9	-01 49 57	25.12	52.48	48.31	212.81
46	OH26.4-2.0	18 43 46.1	-06 43 50	46.13	66.07	18.71	≤185.35
47	OH32.1+0.9	18 44 04.5	-00 20 32	8.09	13.06	8.24	≤288.40

48	OH27.8-1.5	18 44 57.7	-05 14 29	25.12	29.92	7.52	≤121.34
49	OH30.1-0.7	18 46 03.3	-02 54 01	110.66	280.54	237.68	≤809.10
50	OH30.4-0.7	18 46 43.7	-02 38 19	5.6	37.5	57.3	≤221.0
51	OH34.7+0.9	18 48 43.9	01 52 41	29.65	31.33	8.63	≤233.35
52	OH32.0-0.5	18 48 50.8	-01 07 32	16.44	42.85	44.06	73.11
53	OH40.1+2.4	18 53 31.5	07 26 31	63.10	70.47	11.48	≤84.72
54	OH35.6-0.3	18 54 55.3	02 08 08	13.06	28.05	23.12	77.98
55	OH37.1-0.9	18 59 36.3	03 15 52	2.61	14.19	22.49	≤112.72
56	OH39.9+0.0	19 01 42.4	06 08 39	16.44	31.05	15.43	≤95.50
57	OH42.6+0.0	19 06 34.3	08 32 55	20.14	51.52	31.05	≤122.46
58	OH42.3-0.1	19 06 42.8	08 11 38	24.66	71.78	38.73	≤91.20
59	OH43.8+0.5	19 07 08.8	09 46 53	7.94	18.03	5.60	≤85.51
60	I19172+1956	19 17 17.4	19 56 02	4.88	7.05	2.51	≤6.79
61	OH44.8-2.3	19 19 13.1	09 22 07	127.06	155.60	41.30	9.82
62	OH52.4+1.8	19 19 18.3	18 04 25	0.53	9.12	15.85	≤58.61
63	I19200+1536	19 20 01.5	15 36 00	6.08	10.76	5.15	≤41.30
64	I19201+2101	19 20 05.0	21 01 30	10.9	27.0	12.0	≤8.0
65	VY2-2	19 21 59.1	09 47 58	15.42	93.76	42.46	10.28
66	OH51.8-0.2	19 25 26.4	16 31 12	16.6	44.87	36.31	34.67
67	OH55.0+0.7	19 28 18.1	19 44 19	88.72	178.65	87.90	≤31.33
68	I19288+2923	19 28 51.4	29 23 34	40.55	57.02	13.68	7.24
69	OH57.5+1.8	19 29 37.7	22 27 17	31.62	41.69	13.18	≤8.63
70	I19386+1513	19 38 37.0	15 13 06	35.0	35.0	5.9	≤3.0
71	I19387+1527	19 38 46.0	15 27 12	6.2	7.0	1.5	-3.0
72	I19440+2251	19 44 01.0	22 52 00	15.0	30.0	14.0	≤9.0
73	I19459+1716	19 45 55.0	17 16 30	5.4	7.1	1.8	≤2.0
74	I19467+2213	19 46 43.0	22 13 42	2.3	3.7	0.9	≤4.0
75	OH65.4+1.3	19 49 21.6	29 05 18	22.28	34.36	5.97	≤6.92
76	I19534+2802	19 53 28.0	28 02 48	8.1	14.0	4.0	≤10.0
77	OH65.7-0.8	19 57 36.3	28 14 51	17.38	37.33	15.42	≤10.0
78	OH66.8-1.3	20 02 18.5	28 55 31	5.25	14.59	10.76	≤37.33
79	I20137+2838	20 13 44.0	28 38 36	4.1	9.3	2.6	≤4.0
80	I20160+2734	20 16 00.9	27 34 36	0.9	1.84	1.80	≤17.70
81	I20181+2234	20 18 11.0	22 34 15	25.59	32.81	6.73	≤9.55
82	OH75.3-1.8	20 27 12.5	35 35 35	11.59	33.42	35.65	25.59
83	OH83.4-0.9	20 49 09.5	42 36 47	54.95	69.82	15.56	≤16.90
84	OH104.9+2.4	22 17 43.1	59 36 16	123.59	229.09	90.35	34.99



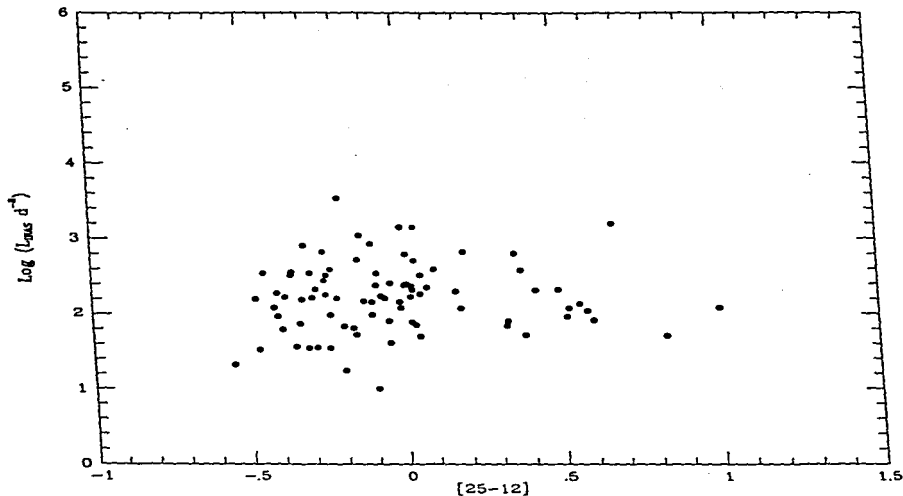
Tabla 2-2

MASERES DE H<sub>2</sub>O Y SiO EN NUESTRA MUESTRA

#	FUENTE	[25-12]	[60-25]	H <sub>2</sub> O DET ?	SiO DET ?	REF H <sub>2</sub> O	REF SiO
1	I00171+6542	-0.254	-1.081	NO	NO		
2	OH138.0+7.3	-0.259	-0.968	NO	SI		(1)
3	I05131+4530	-0.089	-1.002	NO	NO		
4	OH231.8+4.2	0.669	-0.031	SI	SI	(10)	(12)
5	OH349.2-0.2	0.490	0.308	NO	NO		
6	OH349.8-0.3	0.170	-0.305	NO	NO		
7	OH0.1+5.1	0.050	-0.590	NO	NO		
8	I17256+0504	-0.407	-1.102	SI	NO	(4)	
9	I17308+0822	-0.340	-1.018	NO	NO		
10	I17317-3331	0.039	-0.509	NO	NO		
11	I17359-2902	0.382	-0.625	NO	NO		
12	OH0.9+1.3	0.580	-0.100	NO	NO		
13	OH13.1+5.1	-0.107	-0.832	NO	SI		(6)
14	OH2.2-1.7	0.599	-0.180	NO	NO		
15	OH8.0+1.4	0.183	-0.251	NO	NO		
16	I18011-1847	0.315	-0.346	NO	NO		
17	I18069+0911	-0.451	-1.176	SI	NO	(4)	
18	OH12.8+0.9	0.101	-0.380	NO	NO		
19	I18076+3445	-0.479	-1.128	SI	SI	(4)	(9)
20	OH15.4+1.9	0.522	-0.248	NO	NO		
21	I18095+2704	0.037	-1.072	NO	NO		
22	I18123+0511	-0.394	-0.836	NO	NO		
23	OH15.7+0.8	0.197	-0.318	SI	SI	(5)	(6)
24	OH12.8-0.9	-0.243	-0.500	SI	NO	(5)	
25	OH20.8+3.1	0.021	-0.820	NO	NO		
26	OH12.8-1.9	-0.239	-0.948	SI	SI	(7)	(9)
27	OH16.1-0.3	0.010	-0.328	SI	SI	(9)	
28	OH18.3+0.4	0.029	-0.512	NO	NO		
29	I18231+0855	-0.551	-1.128	SI	NO	(4)	
30	I18237+2150	-0.471	-1.278	NO	NO		
31	OH20.8+0.5	0.556	-0.022	NO	NO		
32	I18254+0750	-0.316	-1.109	NO	NO		
33	OH21.5+0.5	0.010	-0.434	NO	SI		(6)
34	OH20.7+0.1	0.077	-0.204	NO	NO		
35	OH19.2-1.0	-0.063	-0.629	NO	SI		(6)
36	OH20.4-0.3	-0.015	-0.628	NO	NO		
37	OH23.7+1.2	-0.363	-1.032	NO	NO		
38	OH17.7-2.0	0.357	-0.456	SI	NO	(2)	
39	OH22.0-0.6	0.025	-0.076	NO	NO		
40	OH24.7+0.2	-0.147	-0.348	SI	SI	(9)	
41	OH26.5+0.6	-0.204	-0.552	SI	SI	(2)	(1)
42	OH25.1-0.3	0.514	-0.080	NO	NO		
43	OH25.5-0.3	-0.044	-0.002	NO	NO		
44	OH27.3-0.9	1.004	-0.424	NO	NO		
45	OH30.7+0.4	-0.087	-0.452	SI	SI	(3)	(9)
46	OH26.4-2.0	-0.251	-0.964	NO	SI		(6)
47	OH32.1+0.9	-0.199	-0.616	NO	NO		

48	OH27.8-1.5	-0.331	-1.016	NO	NO		
49	OH30.1-0.7	-0.003	-0.488	SI	SI	(8)	(1)
50	OH30.4-0.7	0.419	-0.232	NO	NO		
51	OH34.7+0.9	-0.383	-0.976	SI	NO	(9)	
52	OH32.0-0.5	0.009	-0.404	NO	NO		
53	OH40.1+2.4	-0.359	-1.204	SI	NO	(4)	
54	OH35.6-0.3	-0.075	-0.500	NO	NO		
55	OH37.1-0.9	0.329	-0.216	SI	SI	(9)	(6)
56	OH39.9+0.0	-0.131	-0.780	NO	SI		(6)
57	OH42.6+0.0	0.001	-0.636	NO	NO		
58	OH42.3-0.1	0.057	-0.684	SI	SI	(3)	(6)
59	OH43.8+0.5	-0.051	-0.924	SI	NO	(5)	
60	I19172+1956	-0.247	-0.864	NO	NO		
61	OH44.8-2.3	-0.319	-0.992	SI	SI	(5)	(9)
62	OH52.4+1.8	0.829	-0.176	NO	NO		
63	I19200+1536	-0.159	-0.736	NO	NO		
64	I19201+2101	-0.013	-0.768	NO	NO		
65	VY2-2	0.377	-0.760	NO	NO		
66	OH51.8-0.2	0.025	-0.508	NO	NO		
67	OH55.0+0.7	-0.103	-0.724	NO	NO		
68	I19288+2923	-0.259	-1.036	SI	SI	(4)	(9)
69	OH57.5+1.8	-0.287	-0.916	NO	NO		
70	I19386+1513	-0.407	-1.189	SI	SI	(4,11)	(9)
71	I19387+1527	-0.354	-1.085	SI	NO	(11)	
72	I19440+2251	-0.106	-0.747	NO	NO		
73	I19459+1716	-0.288	-1.012	NO	NO		
74	I19467+2213	-0.200	-1.030	SI	NO	(11)	
75	OH65.4+1.3	-0.219	-1.176	SI	SI	(5)	(6)
76	I19534+2802	-0.169	-0.960	NO	NO		
77	OH65.7-0.8	-0.075	-0.800	NO	NO		
78	OH66.8-1.3	0.037	-0.548	NO	NO		
79	I20137+2838	-0.051	-0.969	SI	NO	(4)	
80	I20160+2734	-0.096	-0.425	NO	NO		
81	I20181+2234	-0.299	-1.104	NO	NO		
82	OH75.3-1.8	0.053	-0.388	NO	NO		
83	OH83.4-0.9	-0.303	-1.068	SI	NO	(2)	
84	OH104.9+2.4	-0.139	-0.820	SI	SI	(2)	(1)

(1) Jewell *et al.* 1984. (2) Nyman, Johansson, and Booth 1986. (3) Olsson *et al.* 1980. (4) Lewis and Engels, 1988. (5) Engels, Schmid-Burk, and Walmsley 1986. (6) Jewell *et al.* 1985. (7) Marques dos Santos, Lépine, and Gomez-Balboa 1979. (8) Cato *et al.* 1976. (9) Este trabajo. (10) Morris and Knapp 1976. (11) Engels *et al.* 1984. (12) Barvainis y Clemens 1984.



**Figura 2-2.** Luminosidad de IRAS de las estrellas de nuestra muestra, calculada suponiendo que todas las estrellas están a una distancia de 1 kpc, versus el color [25-12].

### b) Emisión Maser de SiO.

Se detectaron 13 máseres de SiO, de los cuales 8 son nuevas detecciones. Los parámetros de los nuevos máseres están dados en la Tabla 2-4 y sus espectros se muestran en la Figura 2-4. Combinando nuestros resultados con previas detecciones de la literatura (ver referencias de la Tabla 2-2), encontramos que 22 fuentes de las 84 están asociadas con emisión maser de SiO.

### c) Interpretación.

El diagrama color-color de IRAS para estrellas evolucionadas ha sido interpretado como una secuencia evolutiva que parte desde las estrellas Mira hasta las estrellas OH/IR, en el sentido de que ésta refleja una evolución en pérdida de masa (Baud y Habing 1983; Bedijn 1987; van der Veen y Habing 1988). Esta secuencia color-color de IRAS ha sido modelada por Bedijn (1987). El utiliza un modelo simple con una envolvente de gas y polvo donde la profundidad óptica aumenta con el tiempo. El aumento de la profundidad óptica puede explicarse en términos de

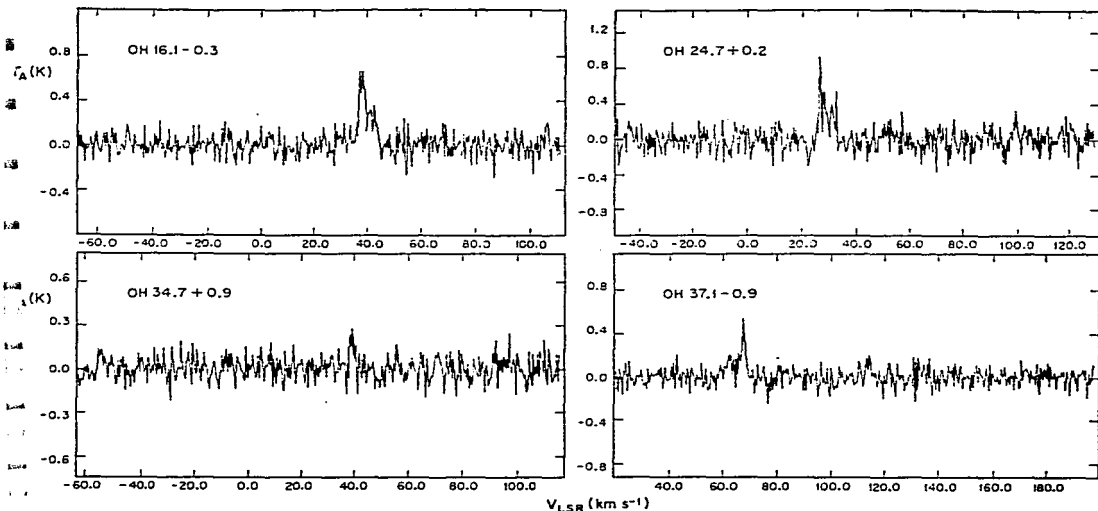


Figura 2-3. Espectros de las nuevas detecciones de emisión maser de  $H_2O$  de nuestra muestra.

Tabla 2-3

**NUEVAS DETECCIONES DE  $H_2O$**

Fuente	$S_L^*$ (Jy)	$v_{LSR}$ ( $km\ s^{-1}$ )	Fecha de Observación
OH 16.1-0.3	6.3	37.7	88 Jul 2
OH 24.7+0.2	8.2, 6.3, 3.4	26.3, 26.7, 30.7	88 Jul 6
OH 34.7+0.9	2.2	39.6	88 Jul 2
OH 37.1-0.9	3.7	67.9	88 Jul 7

\* Considerando una sensibilidad de 9.1 Jy/K

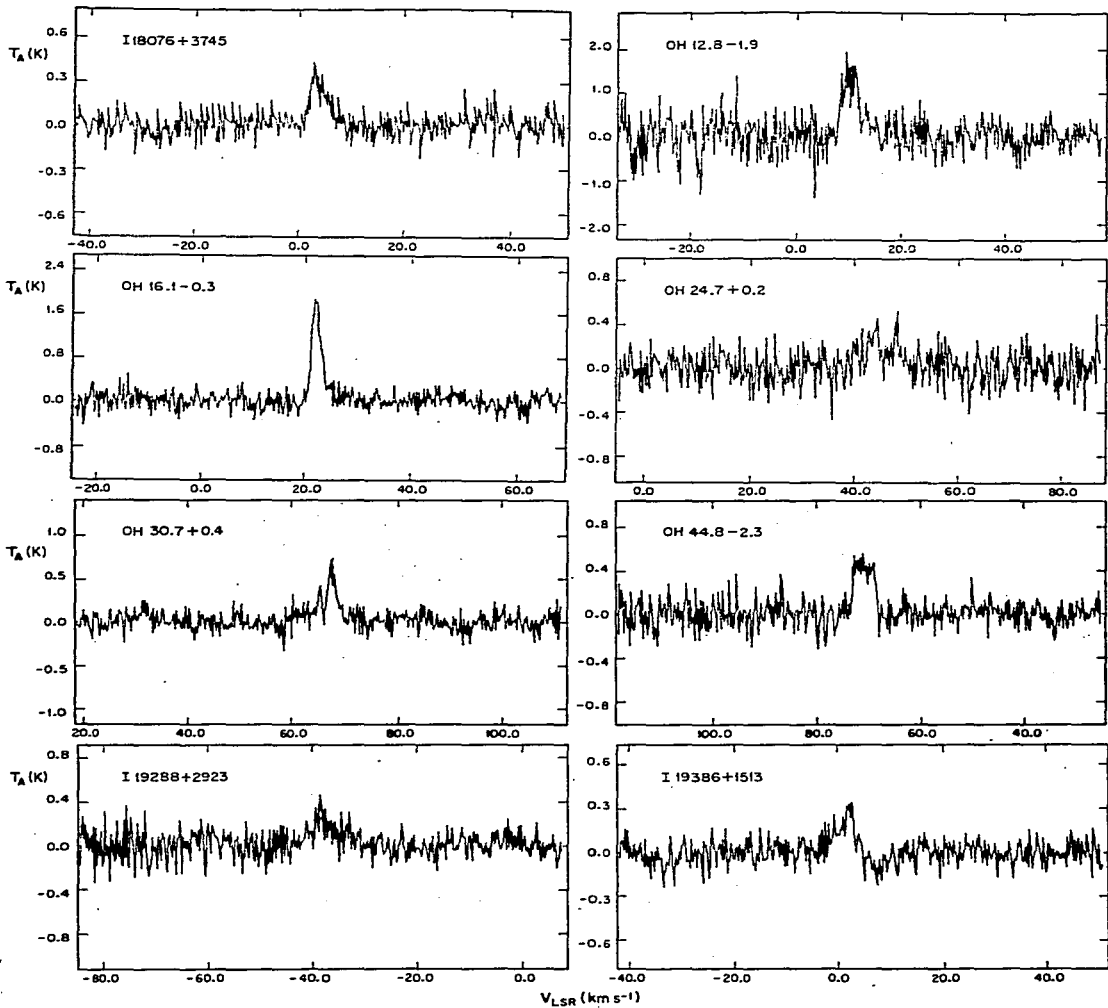


Figura 2-4. Espectros de las nuevas detecciones de emisión maser de SiO de nuestra muestra.

Tabla 2-4

## NUEVAS DETECCIONES DE SiO

Fuente	$S_L^*$ (Jy)	VLSR ( $\text{km s}^{-1}$ )	Fecha de Observación
IRAS18076+3445	9.0	4.2	88 Oct 15
OH 12.8-1.9	39.7	10.9	89 Mar 11
OH 16.1-0.3	51.0	22.0	89 Mar 12
OH 24.7+0.3	8.4, 10.7	43.3, 47.5	88 Ago 28
OH 30.7+0.4	14.8	68.9	89 Mar 11
OH 44.8-2.3	14.2	-71.6	89 Mar 11
IRAS19288+2923	6.1	-37.8	89 Mar 11
IRAS19386+1513	7.3	1.7	89 Mar 13

\* Considerando una sensibilidad de 29 Jy/K

un incremento en la tasa de pérdida de masa. El diagrama color-color de IRAS también muestra un "quiebre" alrededor de  $[25-12] \simeq +0.2$  (ver Figuras 1-4 y 2-1), que es interpretado por Bedijn como debido a que la pérdida de masa cesa o disminuye significativamente. Entonces, no habrá más contribución de gas a la base de la envoltante y poco a poco la envoltante como un todo estará cada vez más lejos de la estrella y se irá enfriando. En otras palabras, la envoltante circunestelar se desprende de la superficie estelar y comienza a formarse una cavidad en "expansión" alrededor de la estrella.

Hemos dividido a las 84 estrellas de la muestra en tres intervalos de color  $[25-12]$ , de -0.6 a -0.2 (28 estrellas), de -0.2 a 0.2 (41 estrellas), y de 0.2 a 1.0 (15 estrellas).

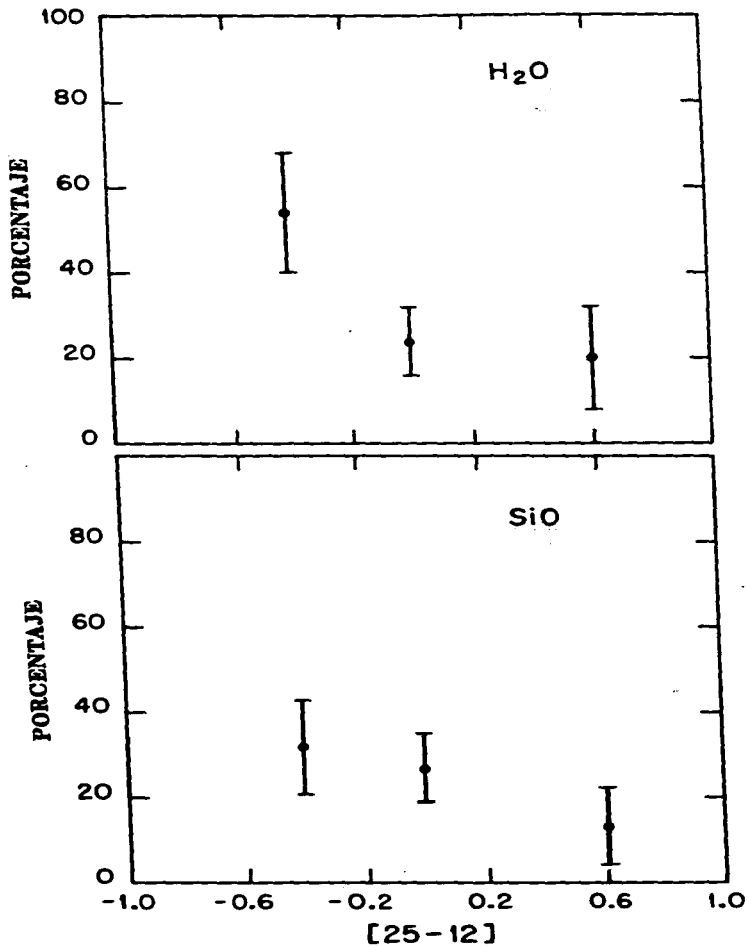


Figura 2-5. Porcentaje de estrellas detectadas con emisión maser de H<sub>2</sub>O (arriba) y de SiO (abajo) como función del color [25-12] para las 84 estrellas de nuestra muestra. La caída del maser de H<sub>2</sub>O ocurre a [25-12] ≈ -0.2. El porcentaje de estrellas con SiO parece disminuir de manera continua.

En la Figura 2-5 se muestran los porcentajes de objetos que muestran emisión maser de  $H_2O$  y  $SiO$  versus el color [25-12]. También se muestra el respectivo error de Poisson. Los valores de los porcentajes tanto para el maser de  $H_2O$  como para el maser de  $SiO$  disminuyen conforme el color [25-12] aumenta (ver Figura 2-5). Hemos ajustado tres tipos de funciones a los datos; constante, lineal, y escalón y por medio de la prueba  $\chi^2$  hemos determinado el mejor ajuste a los datos. Este criterio favorece claramente a la función escalón como la mejor descripción de los datos de  $H_2O$  (ver Tabla 2-5). Los datos de  $SiO$  contienen menos detecciones y son, por lo tanto menos significativos estadísticamente. En este caso (ver Tabla 2-5), queda favorecida la función lineal, pero la descripción en términos de una función escalón es también significativa.

Hemos investigado el sesgo sistemático en la distancia graficando la latitud galáctica de las estrellas versus su color [25-12]. Como puede verse en la Figura 2-6 la mayoría de las estrellas aparecen proyectadas cerca del plano galáctico. Sin embargo, una submuestra de ocho estrellas en el intervalo de  $-0.6$  a  $-0.2$  tienen latitudes galácticas altas ( $b \geq 8^\circ$ ), sugiriendo que quizá son estrellas más cercanas que el resto de la muestra. Sin embargo, el porcentaje de objetos, en la submuestra, que tiene emisión maser de  $H_2O$  (3 de 8 ó  $38 \pm 22$  por ciento) es consistente, dentro del error, con el porcentaje de todos los objetos en ese intervalo de color (15 de 28, ó  $54 \pm 14$  por ciento).

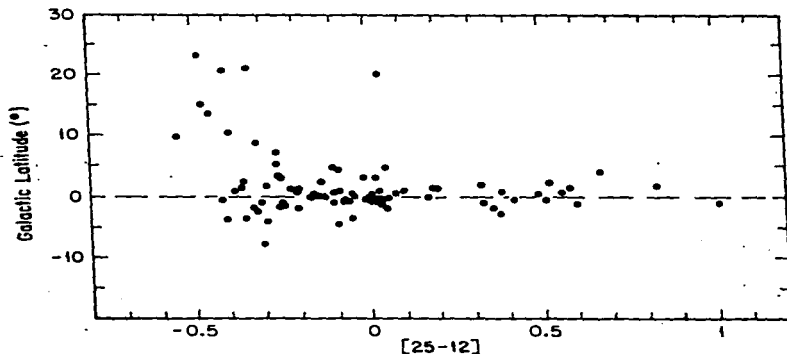


Figura 2-6 Latitud galáctica versus el color [25-12] para las 84 estrellas OH/IR de nuestra muestra.



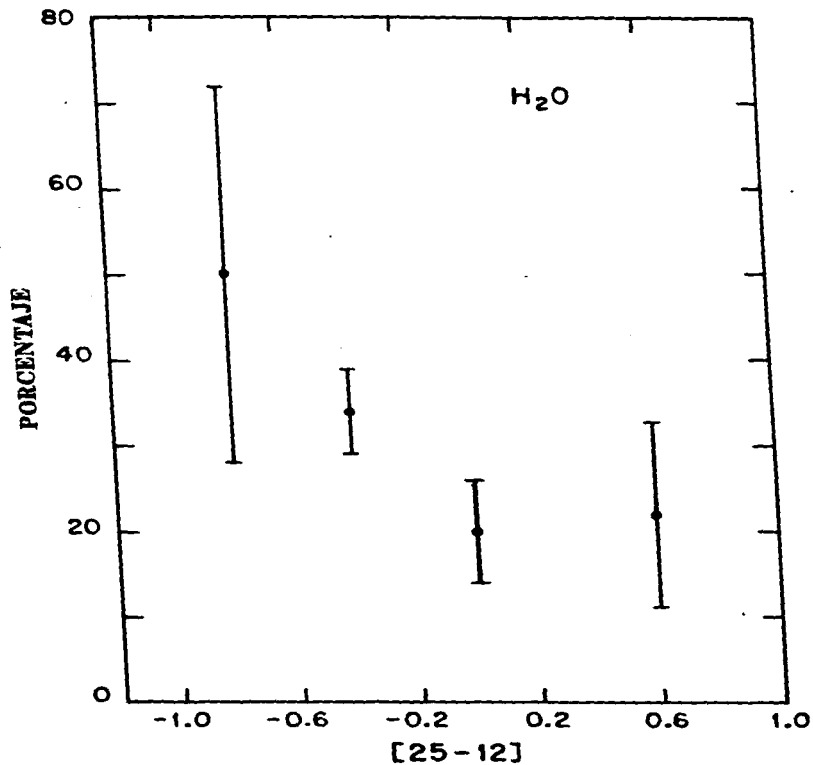


Figura 2-7. Porcentaje de estrellas de la muestra combinada (datos de Eder, Lewis y Tersian (1988) mas los de este capítulo) que muestran emisión maser de H<sub>2</sub>O como función del color [25-12]. Nótese que el porcentaje también cae alrededor de [25-12] ≈ -0.2.

Tabla 2-5

SIGNIFICANCIA (PORCIENTO) DE  
LA PRUEBA  $\chi^2$

Función	H <sub>2</sub> O (este artículo)	SiO (este artículo)	H <sub>2</sub> O (combinada)
Constante	13	34	21
Lineal	19	81	46
Escalón	78	71	86

De la misma manera, el porcentaje de objetos con emisión maser de SiO en la submuestra (1 de 8, ó  $13 \pm 13$  por ciento) es consistente dentro del error, con el porcentaje de todos los objetos en ese intervalo de color (9 de 28, ó  $32 \pm 11$  por ciento). Podemos concluir que el dejar a estas estrellas no afectará significativamente el análisis estadístico de los datos.

Con el propósito de mejorar la significancia estadística en el análisis del maser de H<sub>2</sub>O, hemos incorporado a nuestra muestra los datos de Eder, Lewis, y Terzian (1988). En su muestra ellos tienen 156 estrellas OH/IR adicionales (en general con colores [25-12] menores que las estrellas de nuestra muestra), 44 de estas están asociadas con emisión maser de H<sub>2</sub>O. La muestra combinada extiende el límite del color [25-12] a la izquierda, de -0.6 a -1.0. En la Figura 2-7 se muestra el porcentaje de fuentes que muestran emisión maser de H<sub>2</sub>O, utilizando la muestra combinada. Hemos dividido a la muestra combinada en cuatro intervalos en el color [25-12], de -1.0 a -0.6 (10 estrellas), de -0.6 a -0.2 (151 estrellas), de -0.2 a 0.2 (61 estrellas), y de 0.2 a 1.0 (18 estrellas). Aplicando la prueba  $\chi^2$  a los datos de la muestra combinada obtenemos de nuevo que el mejor ajuste a los datos se da con una función escalón (ver Tabla 2-5). Desafortunadamente, no pudimos encontrar datos adicionales de SiO para mejorar la estadística de esta molécula. En conclusión, hemos encontrado que la mejor descripción de los datos del H<sub>2</sub>O es mediante una función escalón, no obstante que la significancia es modesta, sólo del 80 por ciento.

El adoptar una función escalón para describir los porcentajes de máseres de  $\text{H}_2\text{O}$  como función del color [25-12] implica la existencia de un valor para el color [25-12] donde el porcentaje cae abruptamente. Para el  $\text{H}_2\text{O}$  esto sucede alrededor de [25-12]  $\approx$  -0.2. Lewis (1989) llega a una conclusión similar. Si pensamos en un modelo simple para la evolución del viento, donde la envoltente circunestelar de la estrella OH/IR se está expandiendo con una velocidad terminal de  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ , y con los máseres de  $\text{SiO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ , y OH estratificados en la envoltente, podemos calcular el tiempo característico de "desaparición" de cada uno de los máseres después de que la pérdida de masa de la estrella cesa. Obtenemos una escala de tiempo de 10, 100, y 1000 años para el  $\text{SiO}$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ , y el OH respectivamente. Esto significa que

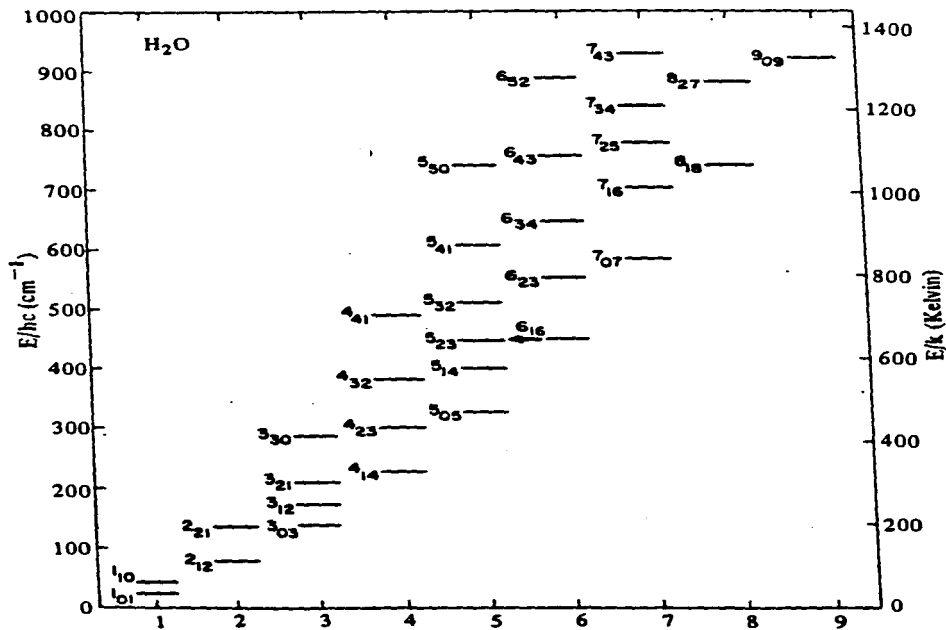


Figura 2-8. Niveles de energía para el  $\text{H}_2\text{O}$ . La emisión maser ocurre entre las transiciones 6<sub>16</sub> y 5<sub>23</sub> y se indica con una flecha.

si en verdad el modelo simple del viento está describiendo el fenómeno, la emisión maser de SiO debería de desaparecer primero (después de que la pérdida de masa cese), seguida del maser de H<sub>2</sub>O, y finalmente el último maser en desaparecer será el de OH. De nuestros resultados (ver Figura 2-5) encontramos que la emisión maser de SiO disminuye conforme [25-12] aumenta. Desafortunadamente, los datos no permiten afirmar con confianza si se trata de una caída paulatina o abrupta. Es necesario llevar a cabo más observaciones para resolver este problema. Sin embargo, para el caso de la emisión maser de H<sub>2</sub>O encontramos que el porcentaje disminuye de manera abrupta antes de que cese la pérdida de masa, con la caída ocurriendo alrededor de [25-12]=-0.2.

Entonces, ¿ qué es lo que causa la caída en el porcentaje de estrellas con emisión maser de H<sub>2</sub>O ? Deguchi (1977) y Strel'nitski (1977) han propuesto que el maser de agua puede ser bombeado por procesos colisionales. Colisiones con moléculas de H<sub>2</sub>O pueden excitar la banda vibracional,  $\nu_2$ , de la molécula del H<sub>2</sub>O seguida por un decaimiento radiativo a 6  $\mu\text{m}$ . Kleinmann, Dickinson y Sargent (1978) muestran que hay suficiente emisión a 6  $\mu$  que justifica la emisión maser. Conforme la densidad aumenta (como un resultado del incremento en la tasa de pérdida de masa), las colisiones se harán más efectivas. La inversión puede darse en tanto la densidad del gas no exceda  $n_{H_2} \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (Deguchi 1977). Arriba de ésta densidad, las transiciones de la molécula se termalizan y desaparece la inversión.

Una posibilidad que puede discutirse es que la densidad de la envolvente alcanza valores tan grandes como para impedir la inversión requerida en la emisión maser de H<sub>2</sub>O (es decir que la transición es termalizada por colisiones). Si estimamos la tasa de pérdida de masa necesaria para conseguir una densidad  $n_{H_2} = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , usando parámetros típicos ( $v \approx 10 \text{ km s}^{-1}$ ;  $R_{H_2O} \approx 3 \times 10^{15} \text{ cm}$ ) obtenemos un valor de la tasa de pérdida de masa ( $\sim 6 \times 10^{-2} M_{\odot}/\text{año}$ ) varios ordenes de magnitud mayor que el valor esperado para una estrella OH/IR típica ( $\sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ ). Este resultado nos muestra que esta posibilidad resulta poco probable.

Otra posibilidad es que, con el incremento de la profundidad óptica en la envolvente, la región donde se origina la emisión maser de H<sub>2</sub>O puede enfriarse tanto que quizá ya no se puedan excitar los niveles en donde se origina la emisión maser (ver Figura 2-8). Estos niveles tienen una energía que equivale a  $T \approx 650 \text{ K}$ . De los modelos de Rowan-Robinson (1980) se puede ver que para un punto dado en la parte exterior de la envolvente, un incremento en la profundidad óptica produce una disminución en la temperatura (ver Figura 2-9). Es necesario un modelo detallado para confirmar si el incremento de la profundidad óptica debido al aumento de la tasa de pérdida de masa puede producir una disminución en la temperatura lo suficientemente importante como para inhibir la población de los niveles de la transición del maser de H<sub>2</sub>O.

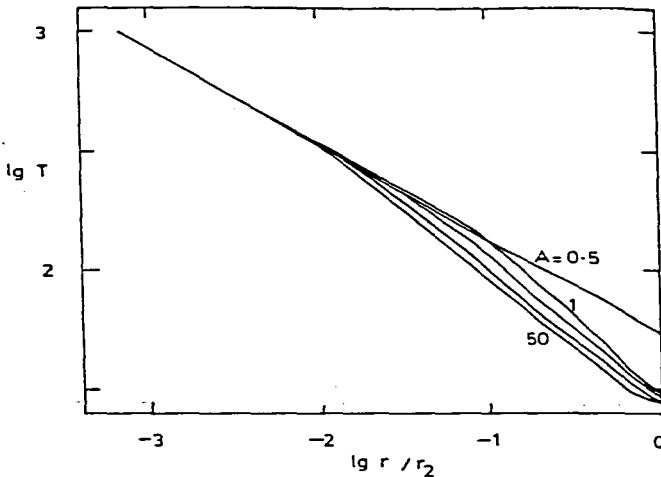


Figura 2-9. Distribución de temperatura para el polvo de la envoltura como función de la distancia a la estrella  $r$ ,  $r_2$  es el radio exterior de la envoltura. El parámetro  $A$  es proporcional a la profundidad óptica ( $A \approx \tau / 2$ ). Se han utilizado distintos valores para  $A = 0.5, 5, 10, 20$ , y  $50$ . Estos modelos están dados por Rowan-Robinson (1980).

## 2-5 Conclusiones

Presentamos observaciones hechas con la antena de Haystack buscando emisión maser de  $H_2O$  y SiO en 84 estrellas OH/IR. Los principales resultados de nuestro estudio son los siguientes.

i) Hemos detectado 14 máseres de  $H_2O$  y 13 máseres de SiO en nuestra muestra de 84 estrellas OH/IR. Cuatro de los máseres de  $H_2O$  y ocho de los máseres de SiO observados son reportados por primera vez aquí.

ii) El porcentaje de estrellas OH/IR que muestran emisión maser de  $H_2O$  y SiO disminuye conforme el color [25-12] aumenta. Esto significa que tanto la emisión maser de SiO como la de  $H_2O$  desaparecen antes de que lo haga la emisión maser del OH.

iii) Hemos encontrado que la mejor descripción a los datos de  $H_2O$  es mediante una función escalón, a pesar de que la significancia es modesta, sólo del 70 por ciento. Encontramos que para la emisión maser de  $H_2O$ , el porcentaje disminuye abruptamente alrededor de [25-12]  $\approx -0.2$ , antes de que la pérdida de masa cese (lo cual se cree ocurre alrededor de [25-12]  $\approx +0.2$ ). Las razones de esta temprana disminución aún se desconocen. En el caso del SiO, es necesario realizar más observaciones para poder determinar la manera en que disminuye el porcentaje de estrellas OH/IR con la emisión maser de SiO respecto del color [25-12].

**G5.89-0.39: ¿ REGION H II O PROTONEBULOSA PLANETARIA ?****Resúmen**

La fuente G5.89-0.39 fué clasificada originalmente como una estrella OH/IR por su emisión maser de OH a 1612 MHz y posteriormente propuesta como candidato a protonebulosa planetaria por mostrar emisión de radiocontinuo. Actualmente es considerada como una región H II compacta, asociada con las primeras etapas de la formación estelar, más que un objeto evolucionado.

En este trabajo presentamos observaciones hechas con el VLA de amoniaco ( $\text{NH}_3$ ) altamente excitado que ratifican la idea de que G5.89-0.39 es una región H II compacta que se encuentra embebida en una nube molecular masiva ( $M \approx 50 - 500 M_{\odot}$ ). Aparentemente esta fuente muestra una morfología bipolar que puede ser apreciada tanto en los mapas de continuo como en la emisión de alta velocidad de la línea del CO.

**3-1 Introducción.**

Algunas características observacionales, en particular la presencia de emisión maser de  $\text{H}_2\text{O}$  y OH, así como una gran luminosidad en el lejano infrarrojo pueden ser observadas tanto en objetos muy jóvenes (estrellas en formación) como en objetos muy evolucionados (estrellas Mira, estrellas OH/IR). Estas similitudes se deben al hecho de que tanto en las primeras como en las últimas etapas de la evolución estelar la estrella está rodeada por una envoltente de gas y polvo. Son justamente estas similitudes las que a veces dificultan la clasificación de un objeto como una estrella joven o como una estrella evolucionada. Ejemplos de este tipo de objetos son VY CMa (Lada y Reid 1978), Orion IRc 2 (Snyder et al. 1978), G70.7+1.2 (de Muizon et al. 1988), NGC 6302 (Gómez et al. 1989), IRAS 17516-2525 (van der Veen et al. 1990) y G5.89-0.39 (Zijlstra y Pottasch 1988).

La fuente G5.89-0.39 ha sido estudiada en detalle a longitudes de onda de radio e infrarrojo. Se ha detectado emisión maser de OH asociada a la fuente en las transiciones 1612, 1665, y 1667 MHz (Zijlstra et al. 1990) así como emisión maser de  $\text{H}_2\text{O}$  (Genzel y Downes 1977). En radiocontinuo, G5.89-0.39 aparece como una fuente brillante y compacta ( $\theta_s \approx 5''$ ) en forma de cáscara (Wood y Churchwell 1989; Zijlstra et al. 1990), con una medida de emisión muy grande,  $EM \approx 5$

$\times 10^8$  pc  $\text{cm}^{-6}$  (ver abajo). A una distancia de 4 kpc (Zijlstra et al. 1990), valor que nosotros adoptaremos en este trabajo, el tamaño angular corresponde a un diámetro de aproximadamente 0.1 pc. Entonces la medida de emisión implica una densidad electrónica promedio de  $\sim 7 \times 10^4$   $\text{cm}^{-3}$  y una masa de hidrógeno ionizado de  $M_{H II} \simeq 1 M_{\odot}$ . Observaciones hechas con el VLA de la línea de recombinación  $H76\alpha$  a 14.7 GHz muestran una componente asimétrica y ancha (Wood y Churchwell 1989). Adicionalmente, observaciones con alta resolución angular de la misma línea sugieren la presencia de un gradiente en velocidad a través de la nebulosa (Zijlstra et al. 1990). Observaciones de CO y CS hechas por Harvey y Forveille (1988) muestran que la fuente de radiocontinuo está en el centro de un flujo molecular denso y compacto. Los flujos de IRAS de G5.89-0.39 son 199, 1291, 12793, y 26810 Jy a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  respectivamente. Estos flujos se encuentran entre los más grandes del catálogo de fuentes puntuales del IRAS. A la distancia de 4 kpc (Zijlstra et al. 1990), G5.89-0.39 tiene una luminosidad IRAS (entendemos por luminosidad IRAS la que se obtiene de sumar los flujos detectados en las cuatro bandas del IRAS) de  $5 \times 10^5 L_{\odot}$ , lo cual corresponde a una estrella O5 ZAMS (Thompson 1984).

Aunque por un tiempo no fué claro si G5.89-0.39 era un objeto joven o una nebulosa planetaria, la determinación de su distancia por Zijlstra et al. (1990) y la gran luminosidad resultante, indican que se trata de una región H II compacta. En este capítulo presentaremos observaciones hechas con el VLA de amoníaco altamente excitado, (J,K)=(2,2) y (3,3), que revelan la presencia de una envolvente molecular masiva y ratifican la idea de que G5.89-0.39 es una región H II compacta dándonos información acerca de la cinemática y la temperatura del gas molecular en esta fuente.

### **3-2 Observaciones.**

Se sabe que el amoníaco es un trazador de zonas de alta densidad ( $n(\text{H}_2) \geq 5 \times 10^3 \text{cm}^{-3}$ ). En general, la presencia de esta molécula está asociada con los núcleos de nubes moleculares, donde ocurre de manera importante la formación estelar.

#### **a) Observaciones de amoníaco con una sola antena**

Se hicieron observaciones con la antena de 36.6 m del Observatorio de Haystack como parte de un estudio de regiones H II ultracompactas. Observamos las líneas de inversión (1,1) y (3,3) a 23.69 y 23.87 GHz, durante el 4 de julio y el 19 de febrero de 1988, respectivamente. A las frecuencias de observación el ancho del haz a potencia

media fué 1'4 y la eficiencia de apertura a una elevación de 45° fué 0.28. Se utilizó un espectrómetro de autocorrelación digital de 512 canales con un ancho de banda total de 16.67 MHz, dándonos una resolución en velocidad (pesado uniforme) de 0.49 km s<sup>-1</sup>. Las observaciones se hicieron en el modo de potencia total y los espectros fueron corregidos por la atenuación atmosférica y las variaciones en la ganancia dependientes de la elevación. Los parámetros de las líneas de amoníaco (1,1) y (3,3) están dados en la Tabla 3-1.

Suponiendo un cociente orto-para en ETL para la molécula de amoníaco podemos derivar una temperatura rotacional a partir de las líneas (3,3) y (1,1) usando la siguiente expresión,

$$T_R(33-11) = -101.2 \left( \ln \left[ \frac{-0.080}{\tau_m(1,1)} \ln \left( 1 - \frac{T_A^*(3,3;m)}{T_A^*(1,1;m)} (1 - e^{-\tau_m(1,1)}) \right) \right] \right)^{-1}, \quad [1]$$

donde el índice  $m$  se refiere a la transición principal y  $T_A^*$  es la temperatura de antena corregida. Considerando que la emisión de línea es ópticamente delgada, es decir  $\tau_m \leq 1$ , la expresión para la temperatura rotacional se reduce a la siguiente,

$$T_R(33-11) = 101.2 \left( \ln \left[ 12.5 \frac{T_A^*(1,1;m)}{T_A^*(3,3;m)} \right] \right)^{-1}. \quad [2]$$

De los valores dados en la Tabla 3-1, obtenemos  $T_R(33-11) \approx 30$  K. Tomando en cuenta que las observaciones hechas con una sola antena promedian sobre una región extendida, este resultado sugiere la presencia de gas molecular relativamente caliente en G5.89-0.39. Por ejemplo, Takano (1986) deriva, para CRL 2591,  $T_R(22-11) = 27$  K utilizando una sola antena mientras que Torrelles et al. (1989), de observaciones hechas con el VLA, derivan  $T_R(22-11) \geq 70$  K para las regiones más calientes de esta fuente.

### b) Observaciones con el VLA

Dado que G5.89-0.39, de las observaciones con una sola antena, aparentemente está asociada con gas molecular de alta temperatura, decidimos hacer observaciones en amoníaco utilizando el VLA \* en las transiciones (2,2) y (3,3), durante el 19 y el 21 de septiembre de 1988.

---

\* Very Large Array del NRAO. Es un arreglo interferométrico que consta de 27 antenas, y que se encuentra en Socorro, Nuevo México.



Tabla 3-1

## PARAMETROS DE LAS LINEAS DE AMONIACO PARA OH 5.89-0.39\*

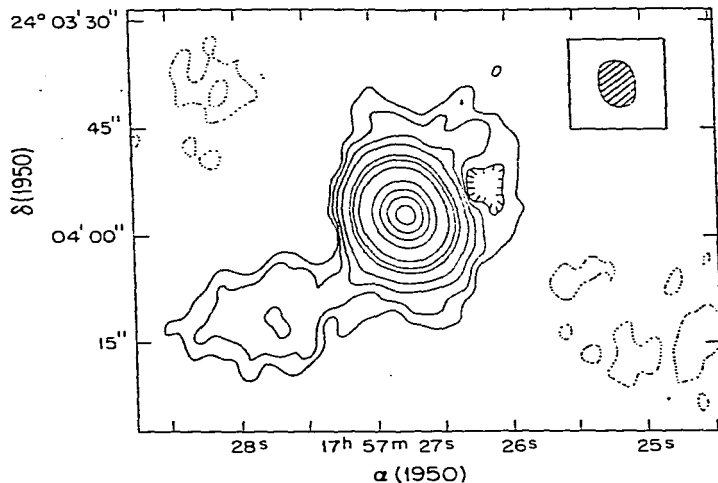
Transición	$T_A^*$ (K)	$v_{LSR}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$\Delta v$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
NH <sub>3</sub> (1,1)	$0.51 \pm 0.05$	$9.6 \pm 0.2$	$3.2 \pm 0.4$
NH <sub>3</sub> (3,3)	$0.21 \pm 0.02$	$10.1 \pm 0.1$	$3.6 \pm 0.3$

\* Observaciones hechas con una sola antena en Haystack en la posición  $\alpha(1950)=17^h 57^m 26.^s8$ ;  $\delta(1950)=-24^\circ 03' 57''$

El VLA se encontraba entonces en la configuración D y las observaciones se hicieron en el modo de línea espectral utilizando 63 canales, cada uno con un ancho de 195.3 kHz ( $2.5 \text{ km s}^{-1}$ ) y un ancho de banda total de 12.5 MHz. El calibrador de amplitud absoluto fué 3C 286, el calibrador de fase fué 1730-130 y los calibradores de paso de banda fueron 3C 273 y 3C 48. Los datos fueron calibrados utilizando las soluciones de la ganancia del calibrador de fase y la respuesta del paso de banda fue normalizada usando las observaciones de 3C 273 y 3C 48. Las soluciones obtenidas de la auto-calibración (Schwab 1980) hechas en el canal de continuo fueron aplicadas a los canales de línea.

Las observaciones a 23.72 GHz de la línea (2,2) se hicieron en condiciones climatológicas no ideales, de tal manera que resultaron más ruidosas que las observaciones a 23.87 GHz de la línea (3,3) por un factor de 2.

En la Figura 3-1 mostramos un mapa auto-calibrado y limpio hecho con pesado natural del canal de continuo utilizando los datos a 23.87 GHz. Los mapas muestran la presencia de una fuente brillante, no resuelta, que corresponde a la estructura en forma de cáscara mapeada con alta resolución angular por Wood y Churchwell (1989) y Zijlstra et al. (1990). Además, la fuente muestra protuberancias hacia el noroeste y sureste que también aparecen en el mapa de baja resolución angular de Zijlstra et al. (1990). La densidad de flujo de continuo en la region que se muestra en la Figura 3-1 es  $14.0 \pm 1.0 \text{ Jy}$ .



**Figura 3-1** Mapa de contornos a 1.3 cm auto-calibrado de G5.89-0.39. El haz sintetizado fué  $6''.5 \times 3''.8$  FWHM. Los niveles de contornos son -0.005, -0.002, 0.002, 0.003, 0.005, 0.01, 0.03, 0.05, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7 y 0.9 del pico de flujo de 10.0 Jy/haz.

Substrayendo la emisión de continuo de los mapas de línea, se hicieron mapas de línea utilizando pesado tanto uniforme como natural. Los datos fueron pesados en velocidad usando un pesado de Hanning, dando como resultado una resolución en velocidad de  $4.9 \text{ km s}^{-1}$ . En las Figuras 3-2 y 3-3 mostramos los mapas individuales para las transiciones (2,2) y (3,3), hechas con pesado natural. En estos paneles mostramos también un mapa de continuo hecho con pesado natural proveniente del canal de continuo de los datos a 23.87 GHz. Los mapas con velocidades más negativas quedaron cerca de la orilla del pasabandas y tienen un nivel de ruido mayor que los otros. No detectamos emisión significativa a las velocidades esperadas para las líneas satélites interiores hacia el lado rojo de la transición principal (la línea satélite interior hacia el lado azul quedó fuera de nuestro ancho de banda). Los límites superiores ( $3\text{-}\sigma$ ) de 45 mJy/haz y 90 mJy/haz, para las líneas satélites interiores de las líneas (3,3) y (2,2), respectivamente, nos dan como resultado límites superiores a las opacidades,  $\tau(3,3;m) \leq 5$  y  $\tau(2,2;m) \leq 8$ .

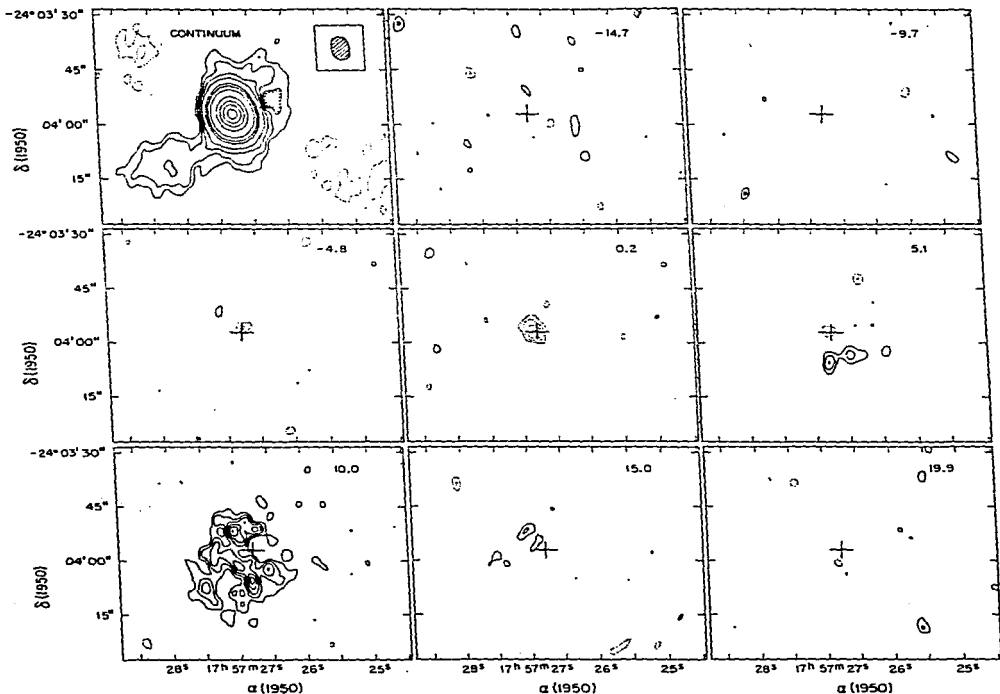
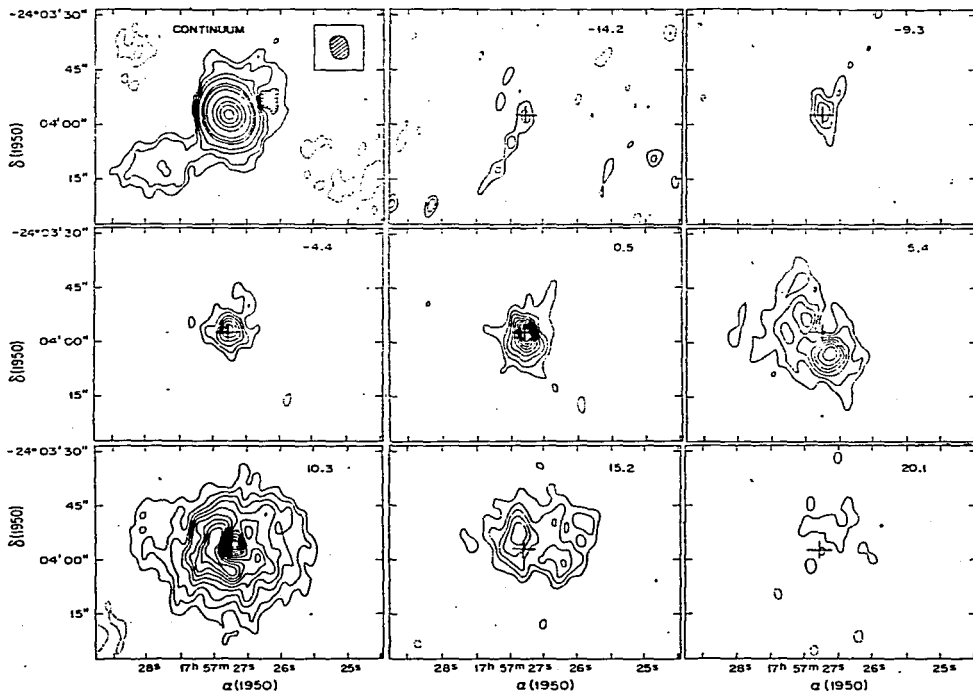
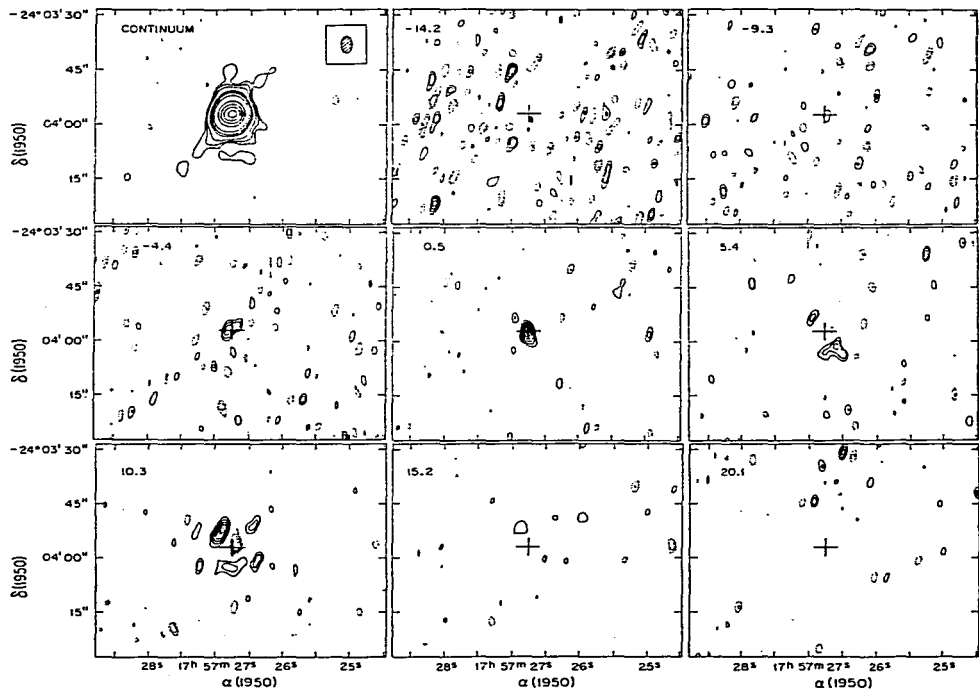


Figura 3-2 Mapa de continuo a 23.87 GHz (esquina superior izquierda) y mapas de los canales de la línea (2,2) hechos con pesado natural. La velocidad LSR, aparece en la parte superior derecha de cada mapa de línea. La cruz indica la posición y tamaño de la región H II compacta. Los niveles de contornos para el mapa de continuo son los dados en la Figura 3-1. Los niveles de los mapas de línea son -10, -9, -8, -7, -6, -5, -4, -3, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, y 10 veces 30 mJy/haz.



**Figura 3-3** Igual que la figura 3-2, pero para la línea (3,3). Los niveles de contorno de los mapas de línea son -10, -9, -8, -7, -6, -5, -4, -3, -2, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, y 10 veces 30 mJy/has.



**Figura 3-4** Mapa de continuo a 23.87 GHz (esquina superior izquierda) y de los canales de la línea (3,3) hechos con pesado uniforme. La velocidad LSR aparece en la parte superior derecha de cada mapa. Los niveles de contornos para el mapa de continuo son  $-0.005, -0.003, 0.003, 0.005, 0.01, 0.03, 0.05, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, \text{ y } 0.9$  del pico del flujo de  $7.5 \text{ Jy/has}$ . Los niveles de contornos para los mapas de línea son  $-10, -9, -8, -7, -6, -5, -4, -3, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, \text{ y } 10$  veces  $30 \text{ mJy/has}$ .

Finalmente, se presenta un panel similar en la Figura 3-4 para los mapas de línea de la transición (3,3) hechos con pesado uniforme. Los mapas con pesado uniforme dan mayor resolución angular pero menor cociente de señal a ruido que

los mapas con pesado natural. No detectamos emisión en los mapas de línea de la transición (2,2) con pesado uniforme debido a que estos datos resultaron muy ruidosos además de que el flujo de la línea (2,2) es más débil.

### c) Emisión maser de H<sub>2</sub>O

Es sabido que G5.89-0.39 muestra emisión maser de H<sub>2</sub>O a 22.2 GHz (Genzel y Downes 1977). Con el propósito de confirmar la asociación de esta fuente con la emisión de maser de agua, decidimos observarla utilizando la antena de Haystack el pasado 14 de enero de 1990. Las observaciones se hicieron de manera similar a las descritas en el la sección 2 del capítulo 2 y el espectro resultante se presenta en la Figura 3-5. Este espectro muestra una serie de componentes intensas en un rango de velocidad muy grande ( $\sim 68 \text{ km s}^{-1}$ ). Este rango es común en regiones de formación estelar y demasiado grande para los rangos de velocidad radial esperados en nebulosas planetarias (20 - 30  $\text{km s}^{-1}$ ). Adicionalmente, este espectro muestra varias componentes mientras que los espectros de maser de H<sub>2</sub>O en objetos evolucionados son más sencillos.

## 3-3 Resultados y Discusión

### a) Datos de Continuo

En la Figura 3-6 mostramos el espectro de continuo para la fuente G5.89-0.39 de medidas hechas por Zijlstra et al. (1990), Wood y Churchwell (1989), Handa et al. (1987), Chini et al. (1987) y este trabajo. Los datos se ajustaron mediante mínimos cuadrados utilizando un modelo isotérmico y plano paralelo de emisión libre-libre. El dato dado por Chini et al. (1987) a 1.3 mm no fue incluido en el ajuste debido a que probablemente tiene una contribución significativa de emisión de polvo. A partir del ajuste se derivó un valor promedio para la profundidad óptica de la región,  $\tau(23.87 \text{ GHz}) \simeq 0.21 \pm 0.03$  y adoptando una temperatura electrónica de  $10^4 \text{ K}$ , estimamos una medida de emisión de  $5.0 \pm 0.6 \times 10^8 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ . Las protuberancias que se observan hacia el noroeste y sureste en el mapa de continuo (Figura 3-1), probablemente se deben a gas ionizado que está saliendo a través de regiones donde la cáscara está rota. Esta morfología del continuo en forma de cáscara "rota" en el núcleo y lóbulos bipolares hacia el exterior es semejante a la encontrada en NGC 6334(A) (Rodríguez, Cantó y Moran 1989).

### b) Datos de Línea

Los mapas de las líneas (2,2) y (3,3) del amoníaco hechos con pesado natural (Figuras 3-2 y 3-3) muestran la presencia de una estructura molecular que rodea al núcleo ionizado. Esta envolvente es particularmente evidente en el mapa de línea a  $10.3 \text{ km s}^{-1}$  de la transición (3,3) ( esquina izquierda inferior de la Figura 3-

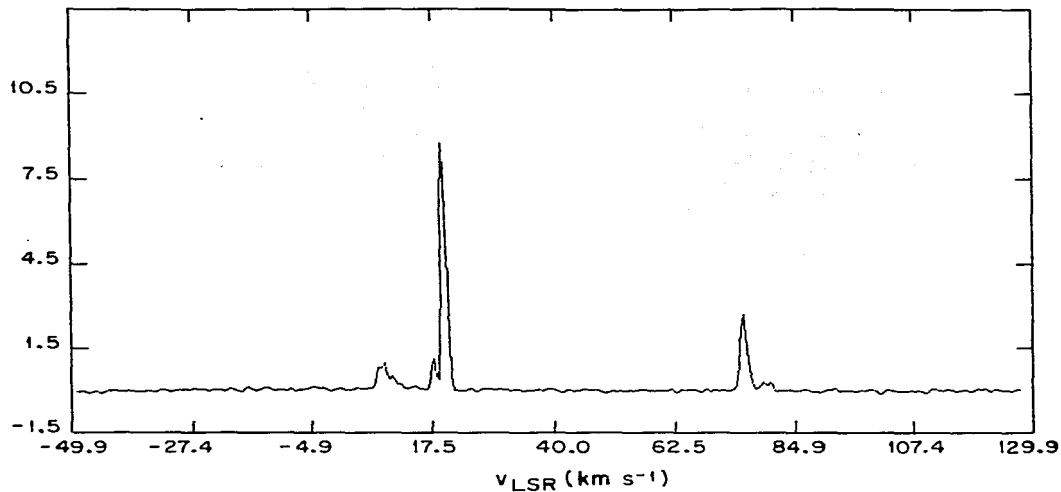


Figura 3-5 Espectro de emisión maser de  $H_2O$  de la fuente G5.89-0.39 tomado con la antena de Haystack.

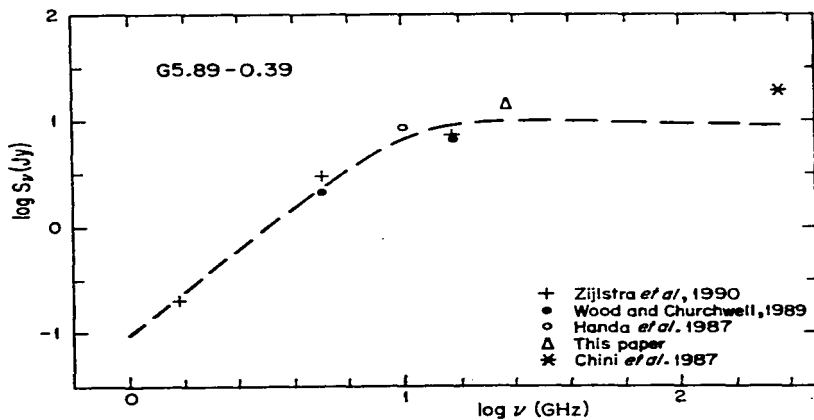


Figura 3-6 Densidad de flujo de radiocontinuo versus frecuencia para G5.89-0.39. los datos se ajustaron mediante mínimos cuadrados utilizando un modelo plano paralelo de emisión libre-libre.

3), donde se observa que hay emisión detectable en un diámetro de  $\sim 30''$  ( $\sim 0.6$  pc a una distancia de 4 kpc). Suponiendo que la densidad mínima de hidrógeno molecular requerida para excitar la línea (3,3) del amoníaco es  $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , podemos estimar un límite inferior a la masa de esta envoltente molecular,  $M \geq 50M_{\odot}$ . La emisión de la línea (3,3) es típicamente un factor de 1.5 más fuerte que la emisión de la línea (2,2). Suponiendo un cociente orto-para en ETL para la molécula del  $\text{NH}_3$  y emisión ópticamente delgada, es posible estimar una temperatura rotacional para el cociente de las líneas (3,3) y (2,2):

$$T_R(33-22) = -59.7 \left( \ln \left[ 0.28 \frac{T_A^*(3,3;m)}{T_A^*(2,2;m)} \right] \right)^{-1}. \quad [3]$$

Utilizando nuestros datos, que dan en el pico de emisión molecular  $S_{\nu}(3,3;m) = 341 \text{ mJy}$  y  $S_{\nu}(2,2;m) = 229 \text{ mJy}$ , obtenemos, de la ecuación [3],  $T_R(3,3) \approx 70 \text{ K}$ .

En el caso de que los estados rotacionales se encuentren en ETL a una temperatura rotacional  $T_R$ , la densidad columnar total del  $\text{NH}_3$  puede ser estimada de la siguiente expresión:

$$N(\text{NH}_3) = \frac{1.65 \times 10^{14} J(J+1)}{\nu_{GHx} g_K K^2 (2J+1) \Delta\nu \tau(J,K)} \times Q T_{ex} \exp(E/k T_R), \quad [4]$$

donde  $g_K$  es el peso estadístico ( $g_K=2$  para los estados orto),  $E$  es la energía rotacional para los estados (J,K) respecto al estado base, dada por la siguiente expresión,

$$E(J,K) = h [B J(J+1) + (C-B) K^2]. \quad [5]$$

En esta última ecuación  $J$  es el momento angular total y  $K$  es la proyección de  $J$  sobre el eje de simetría de la molécula y las constantes  $B$  y  $C$  tienen valor  $B = 2.98 \times 10^{11} \text{ Hz}$ ,  $C = 1.89 \times 10^{11} \text{ Hz}$  (Townes y Schawlow 1955). El ancho de la línea,  $\Delta\nu$ , está dado en  $\text{km s}^{-1}$  y  $Q$  es la función de partición. Si suponemos ETL y  $T_R \geq 20 \text{ K}$ , entonces la función de partición estará dada aproximadamente por (Genzel *et al.* 1982),

$$Q = 115 \left( \frac{T_R}{200 \text{ K}} \right)^{3/2}. \quad [6]$$

Sustituyendo los valores ( $\Delta\nu \approx 10 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\tau(3,3) \leq 5$ ; y  $T_{ex} = T_R = 70 \text{ K}$ ) en la ecuación [4] obtenemos una densidad columnar total para el amoníaco de  $N(\text{NH}_3) \approx 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ .

Para determinar la columna de hidrógeno molecular necesitamos conocer el cociente  $[\text{NH}_3]/[\text{H}_2]$ . Este cociente ha sido estimado en el rango de valores que va



desde  $10^{-7}$  para nubes pequeñas y oscuras (Ungerechts et al. 1980) hasta  $10^{-5}$  en el núcleo denso de la nube molecular de Orión (Genzel et al. 1982). En este trabajo adoptaremos un valor intermedio para el cociente de  $10^{-6}$ , de esta manera  $N(\text{H}_2) \approx 2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ . Utilizando la relación para la extinción  $A_V = 1.0 \times 10^{-21} N_{\text{H}_2}$ , obtenemos que  $A_V \approx 200$  para una línea de visión a través de la envolvente molecular. Adoptando una distancia de 4 kpc y un tamaño angular de la región de  $30''$  (0.6 pc) obtenemos una densidad de  $n(\text{H}_2) \approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$  y masa de hidrógeno molecular de  $M \leq 500 M_\odot$ . De las estimaciones anteriores podemos ver que la fuente G5.89-0.39 está inmersa en una nube molecular masiva, con masa entre 50 - 500  $M_\odot$ . Harvey y Forveille (1988), utilizando observaciones de  $^{12}\text{CO}$  y  $^{13}\text{CO}$ , derivan una masa molecular de 70  $M_\odot$  para el gas molecular de alta velocidad.

Resultados de estudios hacia nubes moleculares muestran que la emisión de amoníaco traza regiones muy densas. Estas condensaciones generalmente quedan embebidas en envolventes más extendidas que se estudian más fácilmente en CO. Desafortunadamente, Harvey y Forveille (1988) no presentan un mapa para ver la distribución del CO en G5.89-0.39 y así compararlo con nuestras observaciones de amoníaco. No obstante ellos muestran los espectros del  $^{12}\text{CO}$  y del  $^{13}\text{CO}$  los cuales sugieren la existencia de un flujo bipolar de alta velocidad con las velocidades negativas hacia el noroeste y las positivas hacia el sureste. La dirección sugerida para el flujo bipolar coincide con la orientación de las protuberancias en el mapa de continuo (Figura 3-1). Sería muy conveniente hacer un mapa del CO de alta velocidad para observar claramente la orientación del flujo. Este flujo delineado por el CO parece ser la parte externa del flujo bipolar detectado en las transiciones a 1612, 1665, y 1667 MHz del OH por Zijlstra et al. (1990).

En la Figura 3-7, mostramos en tonos de grises la distribución del cociente de temperaturas de línea  $T_L(3,3)/T_L(2,2)$  en la fuente G5.89-0.39. Este cociente se obtuvo a partir de los mapas de línea hechos con pesado natural a la velocidad de 10  $\text{km s}^{-1}$ . Suponiendo ETL y que la emisión es ópticamente delgada, este cociente implica una temperatura rotacional. Bajo esta suposición el gris más oscuro muestra las regiones más calientes y el tono más claro representa las regiones más frías. Como se puede apreciar de esta distribución del cociente, que está sobrepuesta al mapa de amoníaco para la línea (2,2) a 10  $\text{km s}^{-1}$ , existen una serie de manchas oscuras indicando zonas de alta temperatura rotacional (175 K). Como puede observarse, las zonas calientes no coinciden con las condensaciones de amoníaco sino que por el contrario se localizan entre éstas. Probablemente lo que está pasando es que tenemos un medio no homogéneo con cierto grado de aglutinamiento donde el gas que rodea a las condensaciones es tenue de baja densidad y con mayor temper-

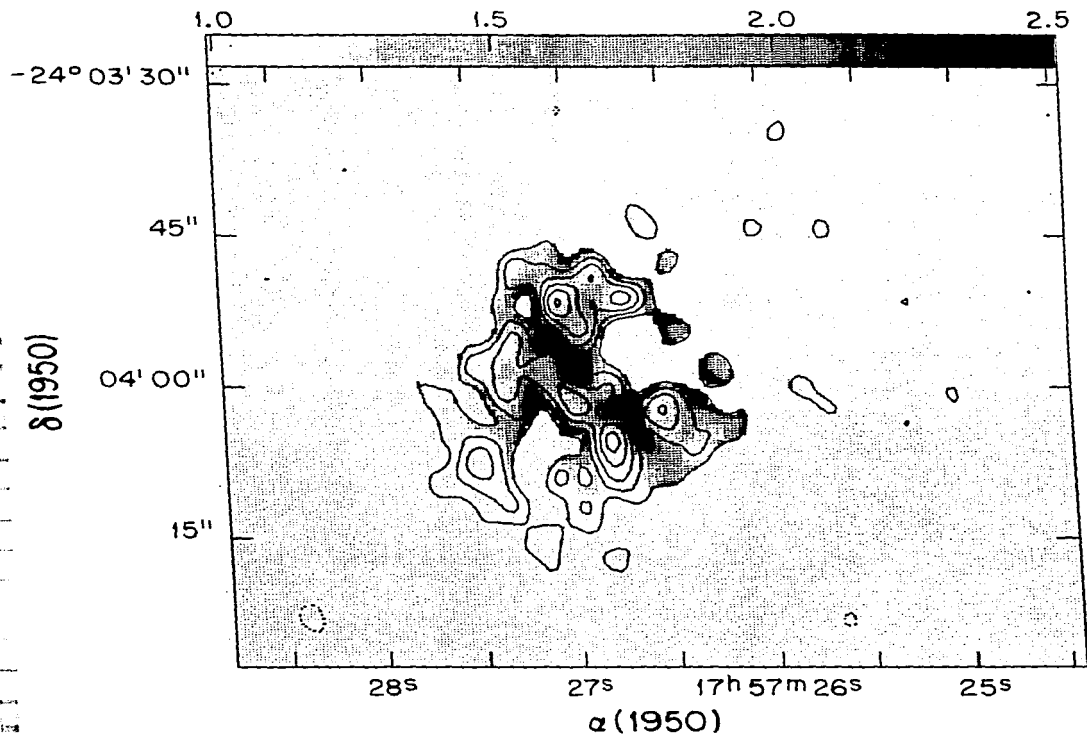


Figura 3-7 Distribución del cociente  $T_L(3,3)/T_L(2,2)$  en tonos de grises hacia G5.89-0.39 sobrepuesto al mapa de contornos de la línea (2,2). Los datos son a  $v_{LSR} \approx 10.0 \text{ km s}^{-1}$ . En la parte superior de la figura se muestra la escala de tonos para el cociente  $T(33)/T(2,2)$ , la cual va de 1.0 a 2.5. Si el cociente es interpretado como una temperatura rotacional  $T_R$ , los cocientes 1.0, 1.5, 2.0 y 2.5 corresponden a temperaturas de 47, 70, 106, y 175 K, respectivamente.

atura. En esta misma figura se aprecia como la estructura del gas molecular sugiere una envolvente inhomogénea. El gas de alta velocidad probablemente escapa a través de las regiones de menor densidad de la envolvente.

Consideremos ahora si la región se encuentra en equilibrio virial. Utilizando el teorema del Virial (Spitzer 1978) para una nube esférica con densidad uniforme y considerando solo los términos gravitacional y cinético tenemos que en equilibrio virial:

$$\frac{3 G M_{vir}}{5 R} = (\Delta v)^2. \quad [7]$$

Para  $R=0.3$  pc y  $\Delta v=10$  km s<sup>-1</sup>, encontramos que se requiere una masa,  $M_{vir} \approx 10^4 M_{\odot}$ . Esta masa excede considerablemente la masa total de la región que estimamos como sigue.

La masa de gas ionizado es  $M_{H II} \approx 1 M_{\odot}$ , mientras que la masa molecular es  $M_{H_2} \leq 500 M_{\odot}$ . Sabemos que al menos existe una estrella O temprana ionizando la región. Suponiendo que es una estrella O5 ZAMS, tendría una masa de  $\sim 40 M_{\odot}$  (Allen 1973). Si consideramos que el flujo ionizante observado,  $N_i \approx 2 \times 10^{49}$  s<sup>-1</sup>, es producido por un cúmulo estelar que sigue una función inicial de masa de Salpeter, la masa del cúmulo sería de  $\sim 900 M_{\odot}$  (Rodríguez 1978). Considerando los tres componentes (gas ionizado, gas molecular y estrellas) obtenemos una masa total de  $M_{TOT} \sim 10^3 M_{\odot}$ , un orden de magnitud menor que la requerida para equilibrio virial. De esto concluimos que el gas molecular posiblemente se halla en expansión. Sin embargo dada la incertidumbre en el cociente  $[NH_3]/[H_2]$ , la posibilidad de que la envolvente este en equilibrio virial no puede ser descartada totalmente.

Finalmente, consideramos en mayor detalle la estructura del gas molecular. La mayoría del gas parece estar ubicado al sureste de la región H II. Existe una interesante componente con  $v_{LSR} \sim 0$  km s<sup>-1</sup> (ver Figuras 3-2 y 3-3) que aparece en absorción en la línea (2,2) y en emisión en la línea (3,3). Esta componente aparece proyectada en la posición de la región H II. La temperatura de brillo,  $T_B$ , a 23.8 GHz de la emisión de continuo de la región H II es  $T_B \approx 1700$  K. Como  $T_L = (T_{ex} - T_B)(1 - e^{-\tau})$ , donde  $T_L$  es la temperatura de línea y  $T_{ex}$  es la temperatura de excitación, el hecho de que  $T_L(2,2) \leq 0$  implica que  $T_{ex}(2,2) \leq T_B$ , lo cual es consistente con las temperaturas de excitación que hemos supuesto. Sin embargo, como  $T_L(3,3) \geq 0$ , se obtiene que  $T_{ex}(3,3) \geq T_B \approx 1700$  K. A estas temperaturas relativamente elevadas el amoníaco estaría disociado, por lo que concluimos que la temperatura de excitación no es un indicador, en este caso, de la temperatura cinética de la región. Lo más probable es que estemos observando una situación de excitación anómala, con la transición "sobrecalentada". Ejemplos simi-

lares de emisión supertérmica del amoníaco han sido reportados en DR21 (Matsakis et al. 1981; Guilloteau et al. 1983).

### 3-4 Conclusiones

Observamos la región H II compacta G5.89-0.39 utilizando el VLA en las líneas (2,2) y (3,3) del amoníaco. La región H II está rodeada por una envoltente molecular masiva ( $M \simeq 50 - 500 M_{\odot}$ ), con un diámetro de 0.6 pc. Esta envoltente es inhomogénea y muy probablemente se halla en expansión. El flujo de alta velocidad que se observa en CO podría estar escapando a través de las regiones menos densas de la envoltente. La emisión de la línea (3,3) con  $V_{LSR} \sim 0 \text{ km s}^{-1}$  parece ser supertérmica.

La gran masa de la envoltente molecular ratifica que este objeto se encuentra en una región de formación estelar masiva y que por lo tanto no es una nebulosa protoplanetaria.

## CAPITULO 4

### LA DISTANCIA A LA NEBULOSA PLANETARIA NGC 6302.

#### Resumen

Utilizando datos de radio obtenidos con el VLA, se aplicaron nuevas técnicas de radio para estimar la distancia a la nebulosa planetaria NGC 6302. Previas estimaciones a la distancia van desde 0.15 hasta 2.4 kpc. La primera técnica consiste en medir el ensanchamiento por presión electrónica de líneas de recombinación de radio obteniendo así un valor promedio de la densidad electrónica. Combinando este resultado con un modelo geométrico de la nebulosa y la densidad de flujo de radio se estimó una distancia de  $2.2 \pm 1.1$  kpc. La segunda técnica utiliza una medida de la tasa de expansión angular de la nebulosa, obtenida a partir de datos interferométricos tomados con una diferencia de unos pocos años. Se obtuvo un límite inferior a la distancia de  $0.8 \pm 0.3$  kpc. Adoptando una distancia de 2.2 kpc para NGC 6302, se derivaron los siguientes parámetros: una luminosidad de IRAS de  $1.3 \times 10^4 L_{\odot}$ , una masa ionizada de  $\sim 0.2 M_{\odot}$ , una masa de hidrógeno neutro de  $\sim 0.05 M_{\odot}$ , y a partir de observaciones obtenidas con SEST, una masa de hidrógeno molecular de  $\sim 0.5 M_{\odot}$ . La masa total de la nebulosa NGC 6302 puede ser tan grande como  $0.75 M_{\odot}$ .

#### 4-1 Introducción.

NGC 6302 (PK 349+1°1) es una de las nebulosas planetarias más brillantes conocidas hasta ahora. Esta nebulosa aparece proyectada cerca del plano galáctico y su estrella central aún no ha sido detectada. En el óptico NGC 6302 muestra una estructura bipolar con los lóbulos extendiéndose en la dirección este-oeste (ver Figura 4-1). Esta nebulosa es clasificada como tipo I (Peimbert 1978 ; Peimbert y Torres-Peimbert 1983) debido a su sobreabundancia en helio y nitrógeno, lo cual indica que su progenitora fué una estrella masiva.

La mayor parte de la emisión en radio de NGC 6302 proviene de una fuente central compacta de  $\sim 10''$  (Terzian, Balick y Bignell 1974), mientras que el tamaño de la nebulosa óptica es como de  $1'$ . Rodríguez y Moran (1982) reportaron H I aso-

ciado con NGC 6302. Ellos encontraron una componente de absorción con  $v_{LSR} = -40 \text{ km s}^{-1}$ , corrida al azul  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$  respecto a la velocidad sistémica. La componente de absorción probablemente es producida por gas neutro en las partes exteriores de un toroide denso, donde la parte interior se encuentra ionizada y es la responsable de la radiación libre-libre (Rodríguez et al. 1985). Ellos derivan una masa total de H I de  $\sim 0.06 M_{\odot}$ , una luminosidad de  $\sim 10^4 L_{\odot}$  y una temperatura efectiva muy alta para la estrella central de  $\sim 2 \times 10^5 \text{ K}$ .

NGC 6302 tiene un espectro extraordinariamente rico. Hay evidencia de emisión en la línea vibracional S(1)  $v=1 \rightarrow 0$  del hidrógeno molecular,  $H_2$ , (Phillips, Reay y White 1983). Ha sido tentativamente detectado CO en la transición  $J=1 \rightarrow 0$  (Zuckerman y Dyck 1986), la cual tiene un perfil ancho y plano que asemeja más bien emisión circunestelar que interestelar. Recientemente Payne, Phillips y Terzian (1988) reportaron emisión maser de OH a 1612 MHz asociada con la nebulosa. Hay evidencia de flujos de alta velocidad ( $> 300 \text{ km s}^{-1}$ ) detectados en líneas de Ne V e interpretados como un viento estelar energético (Elliot y Meaburn 1977 ; Meaburn y Walsh 1980a). Su espectro óptico, infrarrojo (IR) y ultravioleta (UV) muestran un amplio rango de excitación con líneas tales como [S I] $\lambda$  7726 Å (Aller y Czyzak 1978) y [Si VII] $\lambda$  2.48  $\mu\text{m}$  (Ashley y Hyland 1988).

El conocimiento de la distancia a una nebulosa planetaria es esencial para la determinación de sus propiedades físicas así como de su posición galáctica. En particular, uno necesita una estimación precisa de la distancia para determinar la luminosidad de la estrella central, así como las masas de gas neutro y ionizado (Pottasch 1984 ; Gathier 1987). La determinación de distancias precisas a nebulosas planetarias es un problema difícil. Existen varios métodos para calcular estas distancias (ver e.g. Pottasch 1984), pero solo unos cuantos de estos métodos son aplicables a NGC 6302. Su longitud galáctica ( $349^\circ$ ) hace que no sea posible derivar una distancia a partir de la línea de absorción de 21 cm. La estrella central aún no ha sido detectada, lo cual impide la aplicación de técnicas como la de paralajes espectroscópicas o de análisis de atmósferas estelares. De cualquier manera hay varias estimaciones de la distancia a esta nebulosa. Meaburn y Walsh (1980a) observaron alas anchas del [Ne V] 3426 Å, las cuales interpretan como emisión de un viento estelar ionizado radiativamente y ajustando la intensidad observada a un modelo para el viento de la estrella central ellos obtienen una distancia de  $\sim 0.15 \text{ kpc}$ . Rodríguez y Moran (1982), usando el método de Shklovsky (1956), el cual supone que la masa ionizada es constante ( $0.16 M_{\odot}$ ) para toda nebulosa planetaria, obtienen una distancia de 2.4 kpc. Rodríguez et al. (1985) usando una estimación de la densidad electrónica, derivada a partir de líneas prohibidas ópticas y de un

modelo geométrico específico para la nebulosa, derivan una distancia de 1.7 kpc para NGC 6302. Altschuler *et al.* (1986) y Schneider *et al.* (1987), basándose en un método propuesto por Milne (1982) para nebulosas planetarias jóvenes acotadas por densidad, que considera constante la tasa de fotones ionizantes, estiman una distancia de 0.5 kpc.

La dispersión que hay entre los resultados anteriores muestra la gran incertidumbre que hay en la estimación de la distancia a NGC 6302. Es claro que NGC 6302 no es una nebulosa planetaria típica, y por lo tanto no es conveniente calcular su distancia bajo la hipótesis de que es una nebulosa planetaria promedio. En este capítulo aplicaremos a NGC 6302 algunas técnicas de radio relativamente



**Figura 4-1.** Imágen óptica de la nebulosa planetaria NGC 6302.

nuevas para la determinación de distancias a nebulosas planetarias. La primera técnica usa el ensanchamiento por presión electrónica de líneas de recombinación para la obtención de una densidad electrónica promedio. La combinación de este resultado con un modelo geométrico de la nebulosa y con una medida de la densidad de flujo de radio, hace posible estimar su distancia. La segunda técnica, desarrollada por Masson (1986), utiliza una medida de la tasa de expansión angular de la nebulosa a partir de datos interferométricos obtenidos con diferencia de unos pocos años. Se puede entonces obtener una estimación de la distancia basándose en un modelo cinemático de la nebulosa. Ambas técnicas tienen la ventaja de que no se está haciendo ninguna suposición *a priori* acerca de la masa de la nebulosa o de la luminosidad de la estrella central.

#### 4-2 Observaciones y Resultados.

##### a) Observaciones de la línea H110 $\alpha$ .

Para nuestro conocimiento, las únicas medidas de líneas de recombinación en radio observadas en NGC 6302 son aquellas hechas por Rodríguez *et al.* (1985) de la línea H76 $\alpha$  y las de Gómez, Rodríguez y García-Barreto (1987) de las líneas H76 $\alpha$  y He<sup>+</sup>121 $\alpha$ , todas las cuales se obtuvieron con el VLA. Los parámetros de la línea H76 $\alpha$  de las dos referencias concuerdan muy bien y en la Tabla 4-1 listamos un valor promedio. Nosotros realizamos observaciones durante Junio de 1988 de la línea H110 $\alpha$  ( $\nu=4874.157$  MHz) usando el VLA. El VLA estaba entonces en la configuración C/D, dándonos de esta manera una resolución de  $\sim 10''$  a una declinación sureña como la de NGC 6302. El calibrador de amplitud absoluto fué 3C286, el calibrador de fase fué 1622-297, y el calibrador de paso de banda fué 3C273. Nosotros observamos en el modo de línea espectral con 64 canales, cada uno con un ancho de 195 kHz ( $12.0 \text{ km s}^{-1}$ ). Después de aplicar a nuestros datos una función de pesado de Hanning, la resolución de nuestros datos fué de  $24 \text{ km s}^{-1}$ . El canal de continuo tenía el 75% del ancho de banda total de 12.5 MHz. El tiempo de integración sobre la fuente para NGC 6302 fué aproximadamente de 2.5 horas. La Figura 4-2a muestra el espectro de la línea H110 $\alpha$  obtenido a partir de los valores pico de los mapas de línea hechos con pesado natural. Puesto que la fuente casi no queda resuelta por el haz de pesado natural  $\sim 15''$ , este espectro es equivalente a un espectro integrado sobre la parte central de la nebulosa.

Un ajuste Gaussiano a la línea H110 $\alpha$  nos da los parámetros listados en la Tabla 4-1. También hay emisión a la frecuencia esperada para la línea del He110 $\alpha$  (ver Figura 4-2a). Sin embargo, el centroide de velocidad de esta componente aparece



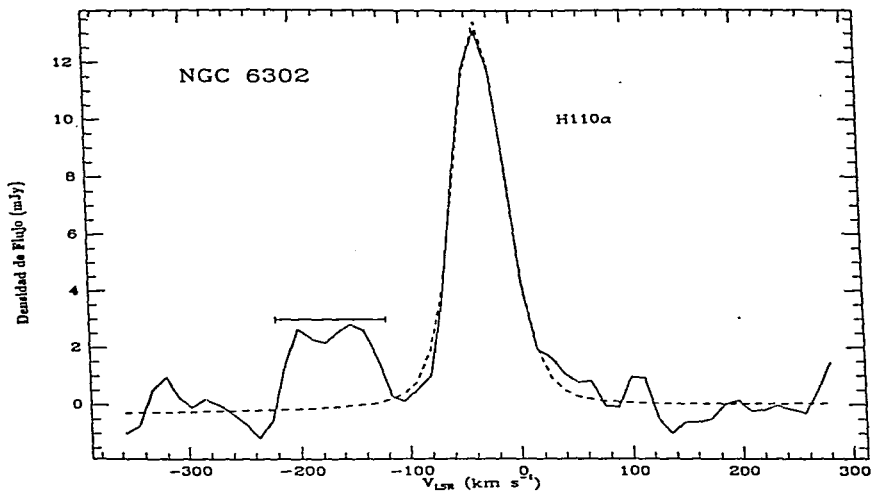


Figura 4-2a. Espectro de la línea H110 $\alpha$  para NGC 6302. La resolución en velocidad después del pesado de Hanning fue de 24 km s<sup>-1</sup>. La línea punteada muestra un ajuste a un perfil de Voigt para el espectro.

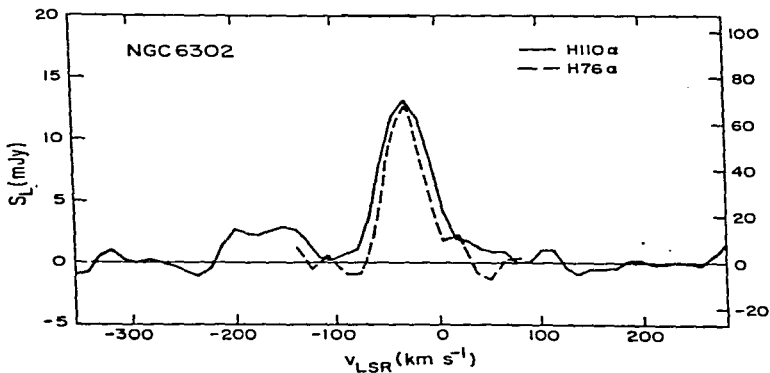


Figura 4-2b. Este espectro muestra las líneas H110 $\alpha$  (arriba), y H76 $\alpha$  (abajo) para NGC 6302. La resolución en velocidad es 24 km s<sup>-1</sup> y 16 km s<sup>-1</sup>, respectivamente. Nótese el mayor ancho de la línea H110 $\alpha$ .

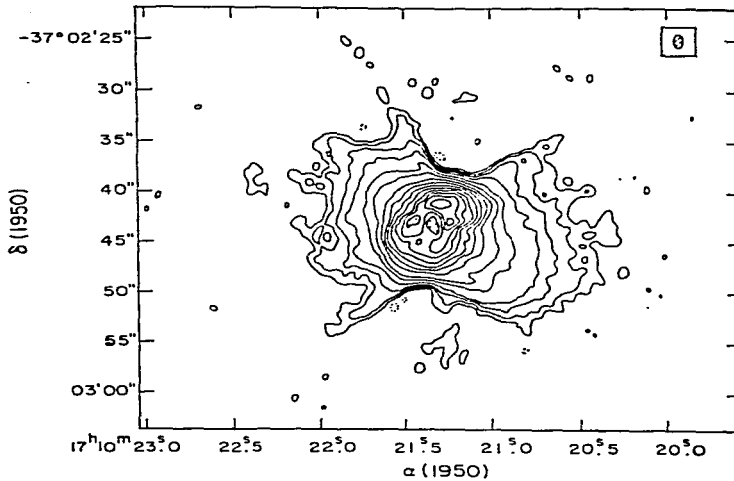


Figura 4-3. Mapa a 6-cm auto-calibrado de NGC 6302. El ancho a potencia media del haz sintetizado fue de  $0''.8 \times 1''.3$ . Los niveles de contornos son  $-0.003, 0.003, 0.005, 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8,$  y  $0.9$  del pico de flujo de  $60 \text{ mJy/haz}$ .

corrido al azul por  $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$  de la velocidad esperada para la línea  $\text{He}110\alpha$ . Consideramos que esta emisión posiblemente se debe a una mezcla de emisión de  $\text{He}110\alpha$  con emisión  $110\alpha$  de algún elemento pesado, como el carbono. Es necesario un espectro con mejor resolución en velocidad y una mejor señal a ruido para verificar esta posibilidad.

En la Tabla 4-1 también damos la temperatura electrónica en **ML** (Equilibrio Termodinámico Local),  $T_e^*$ , obtenida a partir de la siguiente ecuación

$$\left( \frac{T_e^*}{10^4 K} \right) = 1.15 \times 10^{-2} \left\{ \left( \frac{\nu}{GHZ} \right)^{1.1} \left( \frac{S_c}{S_L} \right) \left( \frac{1}{1 + y^+ + 4y^{++}} \right) \left( \frac{30 \text{ km s}^{-1}}{\Delta\nu} \right) \right\}^{0.87}, \quad [1]$$

donde  $y^+$  y  $y^{++}$  son los cocientes por número de helio una y dos veces ionizado con respecto al hidrógeno ionizado. Nosotros hemos usado  $y^+=0.115$  y  $y^{++}=0.065$  (Aller et al. 1981). Las temperaturas electrónicas derivadas de las líneas  $\text{H}76\alpha$

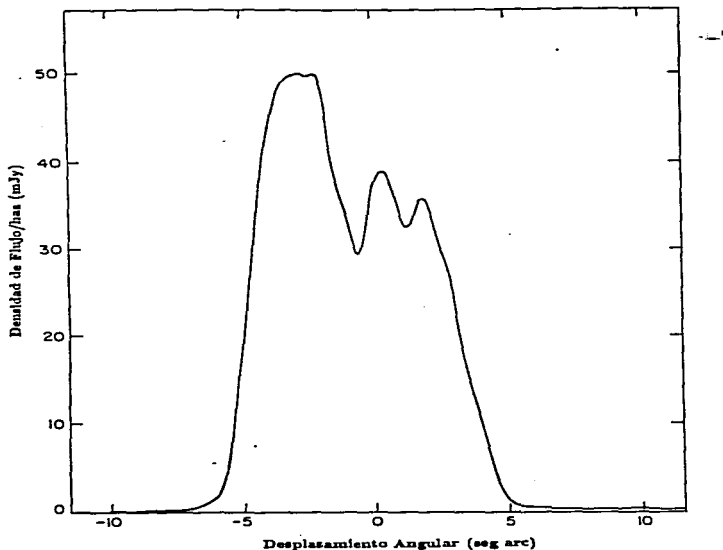


Figura 4-4. Perfil de un corte a través del centro ( $\alpha = 17^h 10^m 21.4^s$ ,  $\delta = -37^\circ 02' 44''$ ), a lo largo del eje mayor de la fuente (a.p.= $145^\circ$ ) en el mapa a 6-cm de alta resolución angular (ver Figura 4-3).

y H110 $\alpha$  están en buen acuerdo (ver Tabla 4-1) y nosotros tomaremos  $T_e^* = T_e = 20,000 \pm 2,000$  K. Cabe hacer notar que la ecuación (1) fue derivada para un perfil Gaussiano pero para nuestros propósitos es lo suficientemente precisa para un perfil de Voigt.

Se observa que la línea H110 $\alpha$  es significativamente más ancha que la línea H76 $\alpha$  (ver Figura 4-2b). Nosotros atribuimos el ensanchamiento adicional de la línea H110 $\alpha$  a ensanchamiento por presión electrónica. Dado que una nebulosa planetaria puede llegar a tener densidades electrónicas muy altas, del orden de  $10^4$   $\text{cm}^{-3}$  o más, ésto hace que fácilmente las órbitas electrónicas, para niveles cuánticos altos, se vean perturbadas por los electrones libres cercanos, de tal manera que los perfiles de las líneas se vean ensanchados (Griem, 1967). Este efecto ha sido estudiado observacionalmente en la nebulosa planetaria NGC 7027 (Chaisson y Malkan, 1976).

Tabla 4-1

**Parámetros de las Líneas de Recombinación en Radio  
H76 $\alpha$  y H110 $\alpha$  para NGC 6302**

Parámetro <sup>a</sup>	H76 $\alpha$	H110 $\alpha$
Pico de la densidad de flujo, $S_L$ (mJy)	$78 \pm 5$	$13.3 \pm 0.4$
Ancho a potencia media, $\Delta v$ (km s <sup>-1</sup> )	$40 \pm 3$	$56 \pm 2$
Velocidad radial con respecto al ELR, $v_{LSR}$ (km s <sup>-1</sup> )	$-31 \pm 2$	$-31.5 \pm 0.8$
Densidad de flujo de continuo, $S_c$ (Jy)	$2.4 \pm 0.2$	$2.4 \pm 0.1$
Temperatura electrónica ETL, $T_e^*$ (K)	$18,000 \pm 2,000$	$21,000 \pm 1,000$

<sup>a</sup> Los parámetros de las líneas se obtuvieron apartir de un ajuste Gaussiano por mínimos cuadrados. Note que el ancho de línea de la función Gaussiana que se ajustó al perfil de la línea H110 $\alpha$  es ligeramente diferente del obtenido del ajuste a una función de Voigt.

**Tabla 4-2**

**Distancias a Nebulosas Planetarias  
por el Método de la Densidad Electrónica.**

Fuente	Morfología Adoptada	$n_e$ ( $10^4 \text{cm}^{-3}$ )	Densidad de Flujo a 6 cm (Jy)	$T_e$ (K)	$y^+$	$y^{++}$	Distancia Derivada (kpc)	Ref.	Intervalo de Estimaciones Previas para la Distancia (kpc)	Ref. para Distancias
NGC 6302	Toroide	2.5	2.4	20,000	0.115	0.065	2.2	1,2	0.15-2.4	9,10
NGC 7027	Cáscara elíptica	4.6	5.3	14,500	0.072	0.044	1.0	3,4,5	0.18-1.8	7,8
IC 418	Cáscara esférica	1.8	1.4	9,500	0.084	0.001	0.2	4,6	0.30-2.0	11,12

**Referencias**

1. Este trabajo
2. Aller et al. (1981)
3. Masson (1986; 1989)
4. Pottasch (1984)
5. Chaisson y Malkan (1976)
6. Garay, Gathier, y Rodríguez (1989)
7. Daub (1982)
8. O'Dell (1962)
9. Meaburn y Walsh (1980b)
10. Rodríguez y Moran (1982)
11. Acker (1978)
12. Méndez et al. (1988)

El perfil resultante, llamado perfil de Voigt, no es mas que la convolución entre un perfil de Lorentz (debido a los impactos electrónicos) y un perfil Gaussiano (debido al efecto Doppler). Ajustando un perfil de Voigt a la línea H110 $\alpha$  nos da un ancho a potencia media (FWHM) de  $55 \pm 2$  km s<sup>-1</sup>. Incluyendo las correcciones por ensanchamiento instrumental,  $\Delta v_C(H110\alpha)$ , y suponiendo que la línea H76 $\alpha$  no está ensanchada por presión electrónica (su ancho es puramente Doppler), entonces el ancho total a potencia media de la línea H110 $\alpha$ , debido a impactos electrónicos,  $\Delta v_I$ , está dado aproximadamente por la siguiente expresión (Walmsley, Churchwell y Terzian, 1981):

$$\Delta v(H110\alpha) = \frac{\Delta v_I}{2} + \left( \frac{\Delta v_I^2}{4} + \Delta v_D^2(H110\alpha) + \Delta v_C^2(H110\alpha) \right)^{1/2}, \quad [2]$$

donde  $\Delta v_C$  es la corrección por ensanchamiento instrumental y  $\Delta v_D$  es el ancho Doppler. Suponiendo que  $\Delta v_D(H110\alpha) = \Delta v_D(H76\alpha)$ , es posible estimar un valor para  $\Delta v_D(H76\alpha)$  de  $37 \pm 3$  km s<sup>-1</sup>. Después de deconvolucionar con el ancho instrumental de 16 km s<sup>-1</sup> obtenemos a partir de la ecuación (2) que  $\Delta v_I = 20 \pm 4$  km s<sup>-1</sup>.

Es posible derivar la densidad electrónica,  $n_e$ , para una nebulosa de densidad constante, a partir de  $\Delta v_I$  para la línea  $n\alpha$ , utilizando la siguiente expresión (Brocklehurst y Seaton 1972):

$$\left( \frac{n_e}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right) = 0.233 \left( \frac{\Delta v_I}{\text{km s}^{-1}} \right) \left( \frac{n}{100} \right)^{-7.4} \left( \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right)^{0.1}. \quad [3]$$

A partir de esta ecuación y de nuestros datos obtenemos  $n_e = (2.5 \pm 0.5) \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Nótese que el error en  $T_e$  no contribuye significativamente al error en  $n_e$ . Esta densidad electrónica está en acuerdo con el valor de  $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , derivado de datos ópticos para la parte central de la nebulosa (Meaburn y Walsh 1980a). Ahora usaremos nuestra estimación a la densidad electrónica, la densidad de flujo de radio y un modelo geométrico para estimar la distancia a la nebulosa. Sabemos que la densidad de flujo para una nebulosa planetaria ópticamente delgada en radiocontinuo está dada por;

$$S_c = \frac{V j_c}{D^2}, \quad [4]$$

donde D es la distancia a la nebulosa,  $j_c$  es el coeficiente de emisión para la radiación libre-libre tomado de Spitzer (1978) y V es el volumen de la nebulosa. Como puede verse en la figura 4-5, NGC 6302 es ópticamente delgada arriba de  $\nu=3$  GHz, por lo que esta aproximación está justificada. De análisis de datos hechos en el óptico,

infrarrojo y en el radio Meaburn y Walsh (1980a), King, Scarrott y Shirt (1985), Lester y Dinerstein (1984), Rodríguez et al. (1985) han sugerido que la parte central de NGC 6302 se puede describir como un toroide con una sección recta circular. En este caso, su volumen quedará dado por

$$V = 2\pi^2 \left( \frac{\theta_o - \theta_i}{2} \right)^2 \left( \frac{\theta_o + \theta_i}{2} \right) D^3, \quad [5]$$

donde  $\theta_o$  y  $\theta_i$  son los radios angulares interior y exterior del toroide dados en radianes. Entonces la distancia a la nebulosa es

$$D = \frac{S_c}{2\pi^2 \left( \frac{\theta_o - \theta_i}{2} \right)^2 \left( \frac{\theta_o + \theta_i}{2} \right) j_c}. \quad [6]$$

Para  $T_e = 20,000 \pm 2,000$  K,  $\nu = 4.9$  GHz,  $n_e = (2.5 \pm 0.5) \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , obtenemos  $j_c = (1.5 \pm 0.7) \times 10^{-31} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ str}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ . Haciendo un corte en nuestro mapa a 6 cm (ver Figuras 4-3 y 4-4 en la sección c de este capítulo) a lo largo del eje mayor de la fuente, estimamos  $\theta_o = 5''3 \pm 0''2$  y  $\theta_i = 2''0 \pm 0''2$ . El radio exterior se midió al 10 por ciento del máximo y el radio interior se obtuvo midiendo justamente al máximo de la emisión. La densidad de flujo de 2.4 Jy se obtuvo del mapa de radio (Figura 4-3). Finalmente de la ecuación (6) obtenemos  $D = 2.2 \pm 1.1$  kpc. Nótese que una distancia del mismo orden puede obtenerse de la densidad obtenida de medidas ópticas.

La mayor parte del error en nuestra estimación de la distancia proviene de la incertidumbre en la densidad electrónica, la cual aparece al cuadrado en el coeficiente de emisión, y de las dimensiones angulares, las cuales aparecen al cubo en el volumen. Si la nebulosa tuviera un cierto grado de aglutinamiento, es decir que el material no estuviese uniformemente distribuido en la nebulosa, entonces esta distancia sería un límite inferior. Por otro lado, si consideramos el caso de una esfera llena con un radio angular de  $5''3$  (conteniendo la mayor parte de la emisión) nos daría la estimación más pequeña a la distancia compatible con los datos,  $D = 0.7 \pm 0.4$  kpc. Nosotros preferimos la geometría del toroide porque ésta nos permite justificar la apariencia bipolar de la nebulosa.

Hemos encontrado otras dos nebulosas planetarias, NGC 7027 e IC 418, donde se tienen suficientes datos como para estimar sus distancias utilizando la técnica anterior. En la Tabla 4-2 damos los parámetros y las distancias derivadas para NGC 7027 e IC 418. La densidad electrónica para ambas fuentes se obtuvo a partir del ensanchamiento por presión electrónica en datos de líneas de recombinación dadas en las referencias de la Tabla 4-2. Para NGC 7027 se adoptó el modelo de cáscara elíptica dado por Masson (1989), con semiejes interiores de  $2''8$

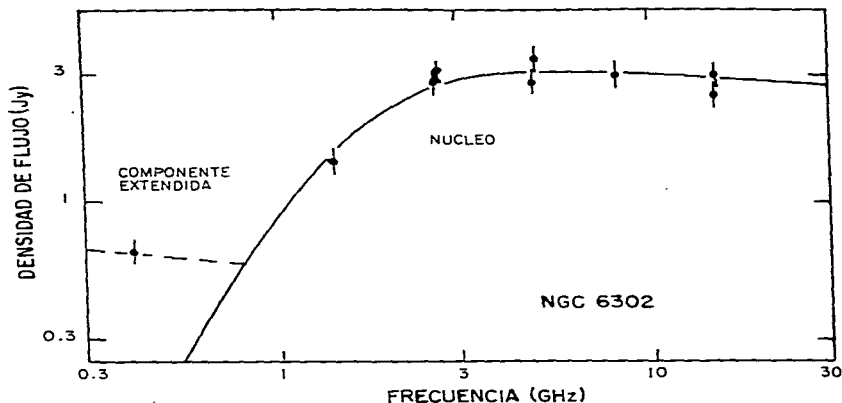


Figura 4-5. Densidad de flujo de radio versus frecuencia para la nebulosa planetaria NGC 6302 (tomado de Rodríguez et al. 1985).

y  $7''.7$  y un espesor de  $1''$ . Para IC 418 se consideró, del mapa de Garay, Gathier y Rodríguez (1989), una cáscara esférica con un radio angular interior de  $3''.4$  y un radio angular externo de  $8''.3$ . Las distancias obtenidas con esta técnica son compatibles con el rango de previas estimaciones (ver Tabla 4-2). En particular nosotros derivamos una distancia de 1 kpc para NGC 7027, en excelente acuerdo con la estimación de Masson (1989) obtenida a partir de la técnica de la expansión angular.

#### b) Datos de continuo a 6-cm de baja resolución angular.

Usando el canal cero de continuo de nuestras observaciones de  $H110\alpha$  fué posible hacer un mapa auto calibrado, con pesado natural, de NGC 6302 con una resolución angular de  $\sim 10''$ . En la Figura 4-7 se muestra una superposición de este mapa con una imagen óptica. El mapa de radio muestra una region central brillante y sin resolver con emisión tenue que se extiende fuera de la parte central.



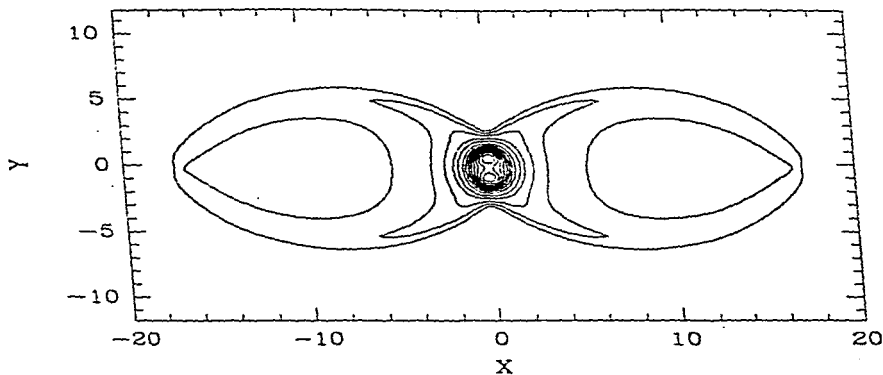


Figura 4-6. Modelo de emisión  $H\alpha$  de un flujo bipolar (Raga y Cantó, 1990). El ángulo de inclinación entre el eje del toroide y la línea de visión es de  $50^\circ$ . Los contornos corresponden a 0.005, 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, y 0.9 del máximo.

### c) Datos de continuo a 6-cm de alta resolución angular.

Se hicieron observaciones a 6-cm de NGC 6302 usando el VLA en la configuración A durante el 14 y el 24 de julio de 1987. El propósito principal de estas observaciones era compararlas con las adquiridas el 20 de febrero de 1981, también con el VLA-A, para medir la expansión angular, siguiendo la técnica de Masson (1986) (ver Apéndice A). Las observaciones de 1981 se describen en Rodríguez et al. (1985). Las observaciones de 1987 fueron hechas durante dos periodos de 4 horas alrededor de las  $17^h$  LST. El calibrador de amplitud fué 3C286 y el calibrador de fase NRAO 530. Los datos del 14 de julio fueron considerados los mejores de entre los tres y se hizo un mapa autocalibrado usando pesado uniforme que se muestra en la Figura 4-3. El alto rango dinámico de este mapa muestra la morfología que ha inspirado a muchos astrónomos a referirse a NGC 6302 como la Nebulosa de la Mariposa. La mayor parte de la emisión proviene del toroide central, lo cual justifica el modelo geométrico usado en  $\S 4-2$  (a). En la Figura 4-6 se muestra la emisión  $H\alpha$  de un flujo bipolar utilizando los modelos de Raga y Cantó (1990). En este modelo se ha considerado un toroide con una inclinación,  $\phi=50^\circ$  ( $\phi$ =ángulo entre el eje de rotación del toroide y la línea de visión) similar al obtenido para NGC 6302. Nótese como las partes internas tanto en el modelo (Figura 4-6) como en el mapa de radio a 6 cm (Figura 4-3) son similares.

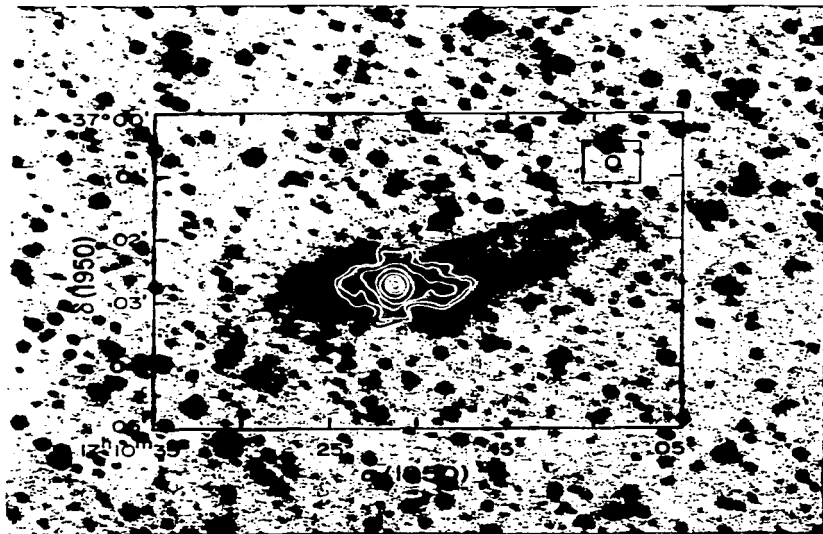


Figura 4-7. Mapa a 6-cm auto-calibrado de NGC 6302 sobrepuesto en la placa roja de Palomar. El ancho a potencia media del haz sintetizado fue de  $8'' \times 12''$ . Los niveles de contornos son -0.001, 0.001, 0.002, 0.005, 0.02, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, y 0.9 del pico de flujo de 2.1 Jy/haz.

No obstante que el mapa de radio es relativamente simétrico, exposiciones cortas hechas en el óptico (Evans 1959; Minkowski y Johnson 1967; Rodríguez *et al.* 1985) muestran que el "ala" oeste es significativamente más débil. Esto implica que el lado oeste está más oscurecido que el lado este, este resultado puede ser entendido a partir de la geometría propuesta por Meaburn y Walsh (1980a) y Rodríguez *et al.* (1985), que nosotros representamos en la Figura 4-8. Silvestro y Robberto (1987), basados en el modelo de Barral y Cantó (1981), han modelado la morfología de NGC 6302 como una configuración en estado estacionario resultado de la interacción del viento estelar y un disco que lo rodea embebidos en un medio ambiente de densidad constante.

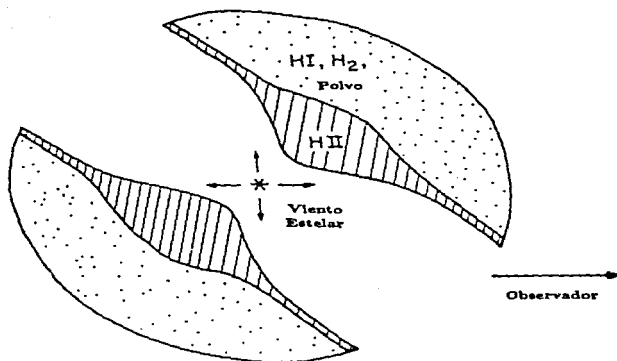


Figura 4-8. Representación esquemática de NGC 6302. El viento estelar ha creado una cavidad bipolar en la envoltura. Las partes interiores de la envoltura están ionizadas mientras que las partes exteriores permanecen neutras.

El mejor conjunto de datos del VLA (14 de julio de 1987) se usó para calibrar cruzadamente a los datos del 20 de febrero de 1981, siguiendo la técnica de Masson (1986). El mapa final de la diferencia se hizo utilizando pesado natural y visibilidades en el intervalo 0 - 150  $k\lambda$ . Este mapa se muestra en la Figura 4-9. No detectamos los residuos característicos esperados para la expansión angular al nivel ( $1-\sigma$ ) de 0.40 mJy por haz (20 febrero 1981 - 14 julio 1987) y 0.15 mJy por haz (24 julio 1987 - 14 julio 1987). El nivel de ruido en nuestro mapa de 1981-1987 fue relativamente alto; Masson (1986, 1989) ha obtenido niveles de ruido varias veces menores en sus mapas de diferencias. Atribuimos nuestros resultados relativamente pobres al modesto tiempo de integración sobre la fuente en los datos de 1981 (cerca de 20 min.) y al hecho de que sobrerresolvimos la fuente. Un experimento mejor, utilizando un gran conjunto de datos debe hacer posible detectar la expansión angu-

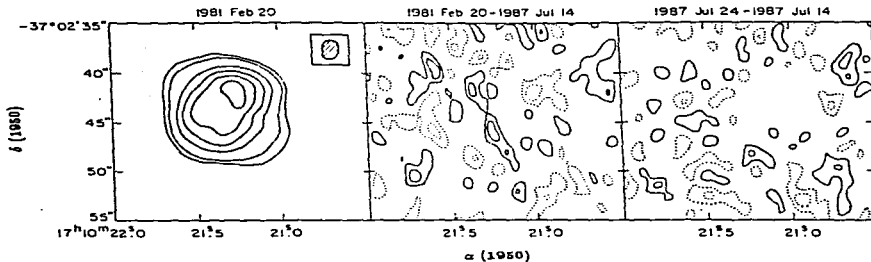


Figura 4-9. *Izquierda*) Mapa limpio de NGC 6302 para los datos de 1981. El ancho a potencia media del haz sintetizado fue de  $1''1 \times 1''9$ . Los contornos son 0.05, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, y 0.9 del pico del flujo de 160 mJy por haz. *Centro*) Mapa de los datos del 20 de febrero de 1981 menos los del 14 de julio de 1987. Los contornos son -1.0, -0.5, 0.5, y 1.0 mJy por haz. *Derecha*) Mapa de los datos del 24 de julio de 1987 menos los datos del 14 de julio de 1987. Los contornos son -0.4, -0.2, 0.2, y 0.4 mJy por haz. Los tres mapas fueron hechos con pesado natural y el rango de los datos en (u,v) de 0 a 150  $k\lambda$ .

lar de NGC 6302. De cualquier manera, podemos utilizar nuestro límite superior a la expansión angular para determinar un límite inferior a la distancia de NGC 6302. La distancia está dada por

$$D \approx \frac{\Delta r / \Delta t}{\Delta \theta / \Delta t}, \quad [7]$$

donde  $\Delta r / \Delta t = v_{exp}$  es la velocidad de expansión (tangencial) de la nebulosa y  $\Delta \theta / \Delta t$  es la tasa de expansión angular. Por otro lado (ver Apéndice A),

$$\frac{\Delta \theta}{\Delta t} \approx \frac{1}{\Delta t} \frac{\Delta S}{(dS/d\theta)}, \quad [8]$$

donde  $\Delta t$  es el período de tiempo entre las observaciones,  $\Delta S$  es el valor pico de los residuos, y  $dS/d\theta$  es el gradiente angular en densidad de flujo a través de la orilla exterior de la nebulosa. De nuestros datos,  $\Delta t = 6.4$  años,  $\Delta S \leq 1.2$  mJy (límite superior a  $3\sigma$ ), y de la Figura 4-3,  $dS/d\theta \approx 54 \pm 6$  mJy/seg arc. Obtenemos

$$\frac{\Delta \theta}{\Delta t} \lesssim 0.0035 \text{ seg arc año}^{-1}. \quad [9]$$

A partir de observaciones ópticas, Robinson, Reay y Atherton (1982), dan una velocidad de expansión de  $10 \pm 3$  km  $s^{-1}$  para la componente en la línea de visión

de la velocidad total de expansión. Suponiendo de nuevo una morfología toroidal para la parte central de NGC 6302, estimamos un ángulo de inclinación de  $50^\circ \pm 10^\circ$  entre la línea de visión y el eje de simetría rotacional del toroide. Esta estimación está basada en el cociente entre eje menor a eje mayor de los contornos de emisión a potencia media en la Figura 4-3. Obtuvimos  $v_{exp} \approx 10/\sin(50^\circ) \approx 13 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$ , el cual usaremos como nuestro estimado para  $\Delta r/\Delta t$ . Combinando este resultado con el límite para  $\Delta\theta/\Delta t$ , obtenemos un límite inferior de  $0.8 \pm 0.3 \text{ kpc}$  para la distancia a NGC 6302. Si la velocidad de expansión del frente de ionización fuera significativa con respecto a la velocidad de expansión del gas neutro y el efecto fuera incluido en nuestra estimación, obtendríamos un incremento en el límite inferior a la distancia.

Con el propósito de mejorar el experimento de la expansión angular se obtuvo tiempo para observar nuevamente a NGC 6302 con el VLA. Las observaciones de la primera época se hicieron en la configuración B/C a 3.6 cm dándonos una resolución angular de  $\sim 2''$ . las observaciones se realizaron el 17 de mayo de 1989, obteniendo así el primer conjunto de datos. El análisis de este conjunto de datos nos permite estimar el tiempo mínimo que necesitaríamos esperar para recolectar el segundo conjunto de datos y detectar la expansión angular.

En la Figura 4-10 se muestra el mapa de continuo de NGC 6302 a 3.6 cm (primera época), el cual tiene un nivel de ruido a  $1-\sigma = 44 \mu\text{Jy}$  y un rango dinámico de  $\sim 6000$ . Adoptando una distancia  $D = 2.2 \text{ kpc}$ , una velocidad de expansión  $\sim 13 \text{ km s}^{-1}$ , y calculando la tasa de expansión angular (ver ecuación 8) es posible calcular  $\Delta t$ . Del mapa de continuo obtenemos un gradiente  $dS/d\theta = 100 \text{ mJy/seg arc}$  a un nivel de ruido de  $4-\sigma$ . Por lo tanto, se estima que  $\Delta t \approx 1.4 \text{ años}$ , es el tiempo mínimo para detectar la expansión angular a un nivel de  $4-\sigma$ .

Suponiendo una distancia de  $2.2 \text{ kpc}$ , obtenemos una luminosidad IRAS para NGC 6302 de  $1.3 \times 10^4 L_\odot$ , de esta manera NGC 6302 se encuentra entre las nebulosas planetarias más luminosas. Esta luminosidad IRAS se obtuvo de integrar los flujos a 12, 25, 60 y  $100 \mu\text{m}$  dados en el Catálogo de Fuentes Puntuales de IRAS y aplicando las correcciones para una función  $\nu B_\nu$ , donde  $B_\nu$  es la función de Planck a una temperatura de  $75 \text{ K}$  (ver abajo). También hemos estimado la luminosidad de NGC 6302 en el óptico y en el cercano infrarrojo de datos ya publicados (Radlova, Katc, y Dokucaeva 1949; Whitelock 1985), siendo de  $\sim 150 L_\odot$ , cerca de  $10^{-2}$  la luminosidad IRAS.

#### **d) Estimaciones de las Masas.**

NGC 6302 es la única nebulosa planetaria donde se ha observado el hidrógeno

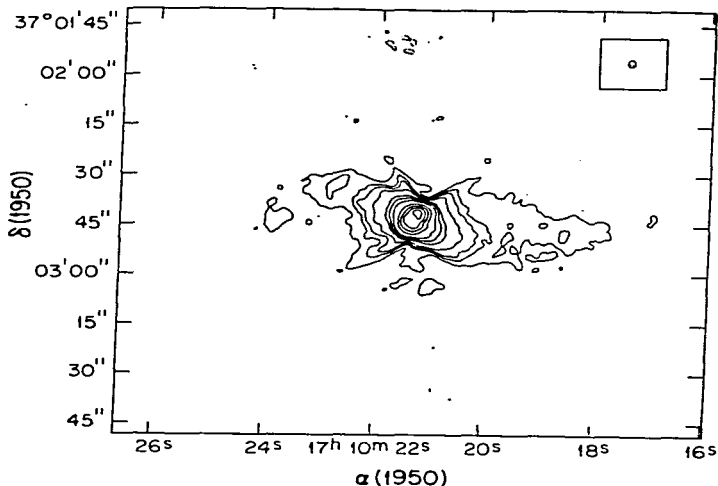


Figura 4-10. Mapa de continuo a 3.6 cm auto-calibrado de NGC 6302. El ancho a potencia media del haz fue de  $\sim 2''$ . Los niveles de contornos son -0.005, -0.003, -0.001, 0.001, 0.003, 0.005, 0.01, 0.03, 0.05, 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9 del pico del flujo de 261 mJy/haz.

en sus formas ionizada, atómica (neutra) y molecular (Rodríguez 1989). Por lo tanto podemos hacer una estimación de la masa contenida en H II, H I, y H<sub>2</sub> en este objeto.

#### 1) Masa de hidrógeno ionizado.

Si la densidad electrónica y la temperatura en la nebulosa son constantes y el gas ionizado está distribuido dentro de un volumen con forma de toroide (ver ecuación 5), entonces la masa ionizada M (H II) de la nebulosa quedará dada por la relación:

$$\frac{M(HII)}{M_{\odot}} = 5.6 \times 10^{-8} \left( \frac{\theta_o - \theta_i}{2} \right)^2 \left( \frac{\theta_o + \theta_i}{2} \right) \left( \frac{D}{kpc} \right)^3 \left( \frac{n_e}{cm^{-3}} \right) \left( \frac{1 + 4(y^+ + y^{++})}{1 + y^+ + 2y^{++}} \right), \quad [10]$$

con  $\theta_o$  y  $\theta_i$  en segundos de arco. Suponiendo una distancia de 2.2 kpc y tomando los parámetros dados en la Tabla 4-2, estimamos una masa ionizada para NGC 6302 de aproximadamente  $0.2 M_{\odot}$ .

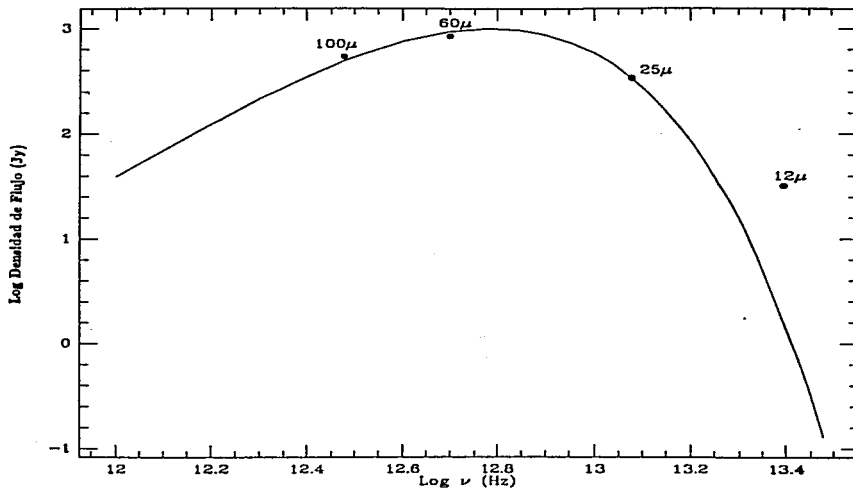


Figura 4-11. Flujos de IRAS para NGC 6302 (puntos) y ajuste con una función de la forma  $\nu B_\nu$  (línea sólida) a los valores de los flujos a 100, 60, y 25  $\mu$ . Se derivó una temperatura para el polvo de 75 K.

Si siguiendo el mismo procedimiento, estimamos la masa ionizada de NGC 7027 e IC 418 usando el modelo geométrico y los parámetros dados en la Tabla 4-2. Se obtuvo una masa ionizada de  $\sim 0.05 M_\odot$  para NGC 7027 y de  $\sim 0.001 M_\odot$  para IC 418.

## ii) Masa de hidrógeno neutro .

Ha sido detectado hidrógeno neutro en absorción en NGC 6302 (Rodríguez y Moran 1982). Suponiendo que la absorción proviene del gas que rodea al toroide ionizado y multiplicando por un factor de 2 para compensar por la región de H I que se encuentra en la parte trasera de la nebulosa, obtenemos

$$\left(\frac{M(HI)}{M_\odot}\right) = 2.1 \times 10^{-6} \left(\frac{\theta_o(\theta_o - \theta_i)}{\text{seg arc}^2}\right) \left(\frac{D}{\text{kpc}}\right)^2 \left(\frac{T_{ex}}{K}\right) \left(\frac{\Delta\nu}{\text{km s}^{-1}}\right) (\tau_{HI}), \quad [11]$$

donde  $T_{ex}$  es la temperatura de excitación del hidrógeno neutro,  $D$  es la distancia a la nebulosa,  $\theta_o$  y  $\theta_i$  son los radios angulares exterior e interior, y  $r(HI)$  es la profundidad óptica total. Suponiendo que la absorción es ópticamente delgada y

tomando el perfil de absorción dado por Rodríguez *et al.* (1985), estimamos  $\tau(HI) = 0.36$  así como un ancho de línea de  $10 \text{ km s}^{-1}$ . La temperatura del polvo se estimó usando los flujos de IRAS a 25, 60, y  $100 \mu\text{m}$  y ajustándoles una función de la forma  $\nu^\alpha B_\nu(T_d)$ , donde  $\nu$  es la frecuencia,  $B_\nu(T_d)$  es la función de Planck para una temperatura  $T_d=75 \text{ K}$  y  $\alpha=1$  (ver Figura 4-11). El flujo a  $12 \mu\text{m}$  no se consideró, debido a que éste probablemente se origina de una componente de polvo más caliente, además de que puede estar contaminado por líneas (Pottasch *et al.* 1984). Suponiendo que la temperatura de excitación es igual a la temperatura del polvo, obtenemos un valor de  $M(H I) \simeq 0.05 M_\odot$  para NGC 6302.

El H I puede originarse en una region de fotodisociación, donde la temperatura de excitación podría estar en el intervalo de 500 - 1000 K (Tielens y Hollenbach 1985). Si éste fuera el caso, la masa de H I podría ser un orden de magnitud más grande que el valor estimado. Para IC 418 Taylor y Pottasch (1987) proponen, a partir de observaciones de hidrógeno atómico en absorción y en emisión, que la temperatura de excitación del H I es  $\sim 1000 \text{ K}$ .

### iii) Masa de hidrógeno molecular.

Ha sido también observada la transición del hidrógeno molecular S(1)  $v=1 \rightarrow 0$  a  $2\mu$  (Phillips, Reay y White 1983). Sin embargo, no es posible utilizar esta línea para la derivación de la masa total de  $H_2$  en la nebulosa planetaria, pues se cree que esta emisión proviene de una pequeña fracción de gas molecular altamente excitado. Zuckerman y Dyck (1986) aparentemente detectaron emisión de CO ( $J=1 \rightarrow 0$ ) hacia NGC 6302 y proponen que probablemente está asociada con la nebulosa planetaria.

Nosotros observamos la transición rotacional del CO ( $J=1 \rightarrow 0$ ) durante mayo de 1988 usando el Telescopio Submilimétrico Suco del Observatorio Suroeste Europeo (SEST), de 15 metros de diámetro ubicado en Chile. El sistema de temperatura, referido a un punto sobre la atmósfera, fué de 600 K. El ancho del haz de la antena fué  $\sim 40''$  a 115 GHz y la precisión del apunte fué estimada como de  $\sim 3''$ . Se muestra en la Figura 4-12 nuestro espectro suavizado con una resolución en velocidad de  $1.0 \text{ km s}^{-1}$  obtenido alternando entre una posición de referencia (OFF) a  $\alpha (1950) = 17^h 09^m 30.0^s$ ;  $\delta (1950) = -37^\circ 22' 00''$  y la posición de la fuente (ON) de  $\alpha (1950) = 17^h 10^m 21.3^s$ ;  $\delta (1950) = -37^\circ 02' 44''$ . Se observa que el espectro de CO muestra varias componentes angostas, probablemente de origen interestelar, más emisión ancha en el intervalo de  $-18 \text{ km s}^{-1}$  a  $-56 \text{ km s}^{-1}$ . Suponemos que esta



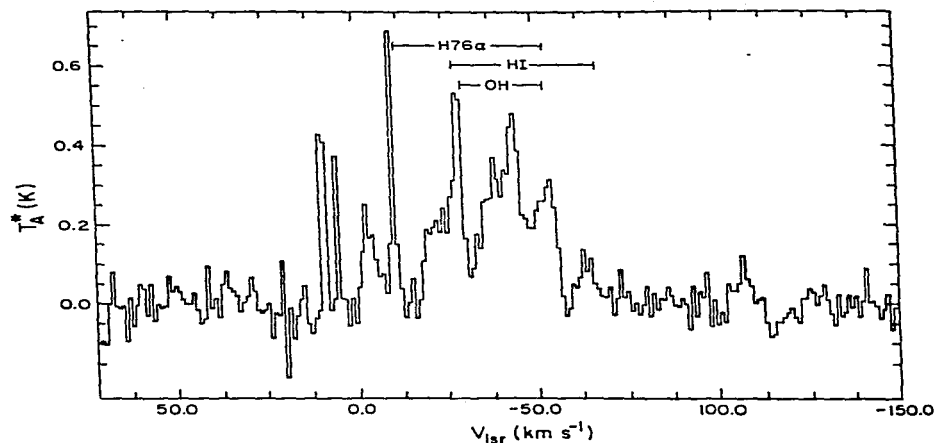


Fig. 2-11

**Figura 4-12.** Espectro de CO hacia NGC 6302. La resolución en velocidad es de  $1.0 \text{ km s}^{-1}$ . Se muestran los rangos en velocidad radial de la emisión de HI en absorción (Rodríguez *et al.* 1985), del OH (Payne, Phillips, y Tersian 1988) y de la línea H76 $\alpha$  (Gómez, Rodríguez y García-Barreto 1987).

emisión ancha está asociada con NGC 6302. No es claro que tanto de esta componente ancha está siendo contaminada por emisión interestelar en las posiciones ON y OFF. Es necesario un mapa de CO con alta señal a ruido para confirmar si el CO está realmente asociado con NGC 6302. La emisión se encuentra centrada a  $-37 \text{ km s}^{-1}$ , tiene un ancho de  $38 \text{ km s}^{-1}$ , y una temperatura de antena ( $T_A^*$ ) corregida de  $\sim 0.25 \text{ K}$ .

Es posible estimar la masa del  $\text{H}_2$  a partir de observaciones de CO ( $J=1 \rightarrow 0$ ) para una fuente sin resolver, ópticamente delgada, utilizando la siguiente relación

(Rodríguez 1989):

$$\frac{M(H_2)}{M_\odot} = 0.064 \left( \frac{D}{\text{kpc}} \right)^2 \left( \frac{T_{\text{ex}}}{100\text{K}} \right) \left( \frac{T_A^*}{0.1\text{K}} \right) \left( \frac{\theta_A}{\text{min-arc}} \right)^2 \times \left( \frac{\Delta v}{10 \text{ km s}^{-1}} \right) \left( \frac{f}{10^{-4}} \right)^{-1}, \quad [12]$$

donde  $D$  es la distancia a la nebulosa,  $T_{\text{ex}}$  es la temperatura de excitación del  $\text{CO}$ ,  $T_A^*$  es la temperatura de antena corregida,  $\theta_A$  es el tamaño del haz,  $\Delta v$  es el ancho de la emisión de  $\text{CO}$  y  $f=[\text{CO}/\text{H}_2]$  es la abundancia en número de  $\text{CO}$  relativa al  $\text{H}_2$ . Nosotros no tenemos una manera directa de conocer el valor de  $[\text{CO}/\text{H}_2]$ . Jura, Kahane, y Omont (1988), basándose en resultados obtenidos por Knapp y Morris (1985), sugieren que para envoltentes ricas en oxígeno, como es el caso de NGC 6302,  $[\text{CO}/\text{H}_2] \simeq 2 \times 10^{-4}$ . El mismo valor para  $[\text{CO}/\text{H}_2]$  puede obtenerse con el siguiente argumento. Aller et al. (1981) dan los siguientes valores para la componente ionizada de NGC 6302,  $[\text{O}/\text{H}]=5 \times 10^{-4}$  y  $[\text{C}/\text{H}]=1 \times 10^{-4}$ . Suponiendo que la nebulosa tiene un cociente de  $[\text{C}/\text{H}]$  constante y que en la zona molecular todo el carbono está en forma de  $\text{CO}$  obtenemos  $[\text{CO}/\text{H}_2]=2 \times 10^{-4}$ . Usando este valor de  $[\text{CO}/\text{H}_2]$ ,  $\theta_A = 0.66$ ,  $T_{\text{ex}}=T_d=75 \text{ K}$  y  $D=2.2 \text{ kpc}$ , estimamos  $M(H_2) = 0.5 M_\odot$ .

Nosotros también hemos calculado la masa en polvo de la nebulosa. Usando la siguiente expresión (Hildebrand 1983; Barlow 1983; Pottasch et al. 1984):

$$M_d = \frac{4}{3} \frac{\alpha \rho}{Q_{25\mu\text{m}}} \frac{D^2 S_{25\mu\text{m}}}{B_{25\mu\text{m}}(T_d)} \text{ g}, \quad [13]$$

donde  $\alpha$  es el radio del polvo,  $\rho$  es la densidad del polvo,  $D$  es la distancia a la fuente,  $S_{25\mu\text{m}}$  es la densidad de flujo a  $25\mu\text{m}$ ,  $Q_{25\mu\text{m}}$  es la emisividad a  $25\mu\text{m}$  y  $B_{25\mu\text{m}}(T_d)$  es la función de Planck a la temperatura del polvo y a  $25\mu\text{m}$ . Para NGC 6302,  $D=2.2 \text{ kpc}$ ,  $S_{25\mu\text{m}}=337.3 \text{ Jy}$ , y  $T_d=75 \text{ K}$ . Siguiendo a Hildebrand (1983), adoptamos  $\alpha=10^{-5} \text{ cm}$  y  $\rho=3 \text{ g cm}^{-3}$ , y de Pottasch et al. (1984) supusimos  $Q_{25\mu\text{m}}=1.25 \times 10^{-2}$ . Obtenemos  $M_d \simeq 0.02 M_\odot$ . De esta manera, la masa total ( $\text{H II} + \text{H I} + \text{H}_2$ ) para NGC 6302 es  $\sim 0.75 M_\odot$ , y el cociente de masa de polvo a gas es de  $\sim 0.03$ . Este valor es similar al encontrado por Pottasch et al. (1984) para otras nebulosas planetarias jóvenes y compactas. Se cree que NGC 6302 es una nebulosa planetaria joven dado que su edad cinemática (calculada a partir del radio interior de  $0.02 \text{ pc}$  dividido por la velocidad de expansión de  $13 \text{ km s}^{-1}$ ) es únicamente de  $\sim 1600$  años. Hemos tomado el radio interior para este cálculo, debido a que es conveniente empezar a contar la edad de la nebulosa en el momento en que el viento masivo, que caracteriza la evolución en la rama asintótica de las gigantes, cesa.

#### 4-3 Conclusiones

Se han presentado nuevas observaciones de la nebulosa planetaria NGC 6302, hechas con el VLA, de continuo a 6 cm y de línea de recombinación en radio, así como observaciones de CO hechas en SEST. Los datos se usaron para estimar la distancia y la masa en hidrógeno ionizado, atómico y molecular de la nebulosa. Nuestras principales conclusiones son las siguientes;

i) La línea H110 $\alpha$  es significativamente más ancha que la línea H76 $\alpha$ . Este efecto se atribuyó a ensanchamiento por presión electrónica y se obtuvo una densidad electrónica de  $2.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Este valor está de acuerdo con otras estimaciones obtenidas del óptico para la parte central de NGC 6302. Utilizando esta densidad electrónica junto con un modelo geométrico de la nebulosa, se estimó una distancia de  $2.2 \pm 1.1 \text{ kpc}$ . Si la nebulosa presentara un cierto grado de aglutinamiento, este valor sería un límite inferior.

ii) Utilizando las observaciones de continuo a 6-cm tomadas en 1987, se intentó medir la expansión angular de la nebulosa mediante la técnica de Masson (1986). El no detectar esta expansión sólo nos permitió calcular un límite inferior a la distancia de la nebulosa de  $0.8 \pm 0.3 \text{ kpc}$ .

iii) Adoptando una distancia de 2.2 kpc, derivamos para NGC 6302 una luminosidad IRAS de  $1.3 \times 10^4 L_{\odot}$ , una masa nebulosa ionizada de  $\sim 0.2 M_{\odot}$ , una masa de hidrógeno neutro (atómico) de  $\sim 0.05 M_{\odot}$ , y una masa de hidrógeno molecular de  $\sim 0.5 M_{\odot}$ . De esta manera, tanto la luminosidad como la masa total de NGC 6302 se encuentran entre las más grandes conocidas para nebulosas planetarias.

## BUSQUEDA DE RADIOCONTINUO PROVENIENTE DEL VIENTO DE LA ESTRELLA CENTRAL DE NGC 2392.

### Resúmen

Una vez que la gigante roja se despoja de su envolvente, el núcleo comenzará a ionizar el gas que lo rodea, dando origen a la nebulosa planetaria. El viento lento ( $v_{\infty} \approx 10 - 20 \text{ km s}^{-1}$ ) y con alta tasa de pérdida de masa ( $\dot{M} \approx 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ ), característico en la etapa AGB es reemplazado por un viento rápido ( $v_{\infty} \approx 2000 \text{ km s}^{-1}$ ) y tenue ( $\dot{M} \approx 10^{-8} M_{\odot}/\text{año}$ ). Este viento estará completamente ionizado y se espera que sea una fuente de radiación libre-libre. En la mayoría de los casos, la densidad de flujo esperada está por debajo de la sensibilidad aún de los mejores radio telescopios. Uno de los mejores candidatos para la detección es el viento del núcleo central de la nebulosa planetaria NGC 2392. Usando el VLA detectamos, a un nivel marginal ( $4\sigma$ ), una fuente de radio doble dentro de  $2''$  de la posición óptica de la estrella.

### 5-1 Introducción

Sabemos que las estrellas gigantes rojas se encuentran perdiendo masa a través de vientos estelares. Los objetos que se encuentran en la rama asintótica de las gigantes (AGB) se caracterizan por tener un viento lento ( $v_{\infty} \approx 20 \text{ km s}^{-1}$ ) y muy masivo ( $\dot{M} \approx 10^{-5} M_{\odot}/\text{año}$ ). Este proceso hace que se forme una envolvente de material neutro en expansión alrededor de la estrella central, como ocurre en el caso de las estrellas OH/IR (ver capítulo 3). Al final de la evolución de la estrella en la AGB, el viento lento cesa, mientras el núcleo estelar se hace lo suficientemente caliente como para empezar a ionizar la envolvente que lo rodea. Al mismo tiempo un viento rápido ( $v_{\infty} \approx 2000 \text{ km s}^{-1}$ ) y con baja tasa de pérdida de masa ( $\dot{M} \approx 10^{-8} M_{\odot}/\text{año}$ ) se inicia.

Hasta el momento los métodos más eficientes para la detección de vientos rápidos en estrellas centrales de nebulosas planetarias han sido los de observaciones de líneas espectrales en el ultravioleta (UV), utilizando principalmente el satélite IUE (Explorador Ultravioleta Internacional). Observaciones de líneas UV del N V, O V, C IV, Si IV, etc. han mostrado la presencia de perfiles tipo P Cygni (Heap

et al. 1978; Heap 1983) indicando la presencia de vientos estelares.

Los métodos que involucran observaciones en el continuo de radio o de infrarrojo no han resultado muy exitosos debido a que la emisión de continuo del viento a estas longitudes de onda normalmente queda por debajo del límite de detectabilidad de los instrumentos actuales (Perinotto 1983).

Veamos el caso de la emisión en radiocontinuo. Aplicando la formulación de Panagia y Felli (1975) para vientos estelares isotrópicos, ionizados, con temperatura electrónica de  $10^4$  K, y utilizando los parámetros comunes del viento rápido ( $\dot{M} \approx 10^{-8} M_{\odot}/\text{año}$ ,  $v_{\infty} \approx 2000 \text{ km s}^{-1}$ ) obtenemos una densidad de flujo de radio de  $\sim 0.0003 \text{ mJy}$  a 2 cm, a una distancia de 1 kpc. Esta densidad de flujo esta por debajo de los límites de detectabilidad del VLA ( $\sim 0.1 \text{ mJy}$  con varias horas de integración).

Recientemente Pauldrach et al. (1988), ajustaron modelos de atmósferas fuera de ETL a perfiles de líneas de H y He, estimando parámetros para el viento de estrellas centrales de nebulosas planetarias. De los resultados de Pauldrach et al. se observa que algunos objetos tienen parámetros más favorables que otros para la detección de continuo de radio. Este es el caso del viento de la estrella central de la nebulosa planetaria NGC 2392 (PK 197+17), para la cual ellos estimaron,  $\dot{M} \approx 10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$  y  $v_{\infty} \approx 500 \text{ km s}^{-1}$ . Aplicando la formulación de Panagia y Felli (1975) con los parámetros dados para NGC 2392 se espera una densidad de flujo en radiocontinuo detectable (0.8 mJy a 2 cm y a 1 kpc).

NGC 2392, conocida como la Nebulosa del Esquimal, es una nebulosa planetaria brillante de alta excitación que muestra una morfología de doble cáscara. Las estimaciones de su distancia van desde 0.7 hasta 2.7 kpc (Pottasch 1980; Méndez et al. 1988). La estrella central tiene un tipo espectral O7f (Pottasch 1978). Existe evidencia de un flujo bipolar de alta velocidad ( $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$ ) proveniente de la parte central de la nebulosa (O'Dell y Ball 1985; Giesekeing et al. 1985). Este flujo bipolar tiene su eje con un ángulo de posición de  $70^{\circ}$  y puede apreciarse en las imágenes de [N II] de Balick et al. (1989). Aún en sus componentes "normales", NGC 2392 muestra velocidades muy grandes. La cáscara interior, con radio angular de  $\sim 7''$ , se expande a  $\sim 90 \text{ km s}^{-1}$  (Giesekeing et al. 1985). La envoltente externa, o "abrigo" del Esquimal, con radio de  $\sim 20''$ , parece tener velocidades de expansión de  $\sim 10 - 20 \text{ km s}^{-1}$ , más características de una nebulosa planetaria. Sin embargo, en las partes norte y sur de la envoltente externa aparecen componentes con cinemática bipolar y velocidad de  $\pm 60 \text{ km s}^{-1}$ .

## 5-2 Observaciones

Observamos NGC 2392 a 2 y 3.6 cm utilizando el Very Large Array (VLA) en la configuración A durante el 6 de Enero de 1988. El calibrador absoluto de amplitud fué 3C286 y el calibrador de fase fué 0735+178. La calibración y reducción de los datos se hizo utilizando los programas estándares del VLA.

Hicimos mapas sin utilizar las visibilidades con líneas de base menores a 100 k $\lambda$ . Esto elimina en los mapas las estructuras con tamaños angulares mayores de  $\sim 2''$  (la emisión nebular extendida) y nos permite buscar fuentes compactas, como se espera que sean los vientos estelares. A 2 cm no detectamos, a un nivel  $3\text{-}\sigma$  de 0.3 mJy, fuentes cercanas a la posición de la estrella central (que el AGK3 da como  $\alpha(1950) = 07^h 26^m 13^s.30$ ;  $\delta(1950) = 21^\circ 00' 56''.8$ , con un error de  $\pm 0''.2$ ). Nosotros hemos medido la posición de la estrella central de NGC 2392 utilizando una placa tomada en el continuo azul por Marco Moreno en la cámara Schmidt de 24 pulgadas del Observatorio de Tonantzintla y realizando las mediciones en una mesa x-y utilizando como referencia estrellas SAO cercanas. Obtuvimos la posición  $\alpha(1950) = 07^h 26^m 13^s.29$ ;  $\delta(1950) = 21^\circ 00' 55''.7$ , con un error de  $\pm 0''.5$ .

A 3.6 cm detectamos, a un nivel marginal de  $4\text{-}\sigma$ , una fuente doble a  $\sim 2''$  de la posición de la estrella central. Dicha fuente se muestra en la Figura 5-1. Hemos corregido la posición de la estrella por movimientos propios a la época 1988.0, lo cual da una posición de  $\alpha(1950) = 07^h 26^m 13^s.29$ ;  $\delta(1950) = 21^\circ 00' 56''.7$ , que es la que se ha usado en la Figura 5-1. Esta posición corregida por movimientos propios difiere solo  $\sim 0''.1$  de la posición dada en el AGK3.

La posición del centroide de la fuente de radio es  $\alpha(1950) = 07^h 26^m 13^s.18$ ;  $\delta(1950) = 21^\circ 00' 55''.3$ , y los picos de flujo tienen  $\sim 0.1$  mJy. Como puede verse en la Figura 5-1, existe un desplazamiento de  $\sim 2''$  entre la posición de la estrella y la posición del centroide de la fuente de radio. Dada la naturaleza marginal ( $4\text{-}\sigma$ ) de la detección, pensamos que es necesario obtener más tiempo en el VLA para confirmarla más allá de toda duda. Sin embargo, como ésta podría ser la primera detección en el radiocontinuo del viento de una estrella central de nebulosa planetaria, pensamos que una discusión de la fuente, suponiéndola real, es válida.

En este punto, es relevante hacer notar que la probabilidad *a priori* de detectar una fuente de 0.1 mJy a 3.6-cm dentro de  $2''$  de una posición dada es menor de  $10^{-4}$ . Por lo tanto, si la detección es real, la posibilidad de que sea una fuente extragaláctica de fondo es despreciable. Aún cuando la posición de la fuente de radio parece no coincidir con la de la estrella, existe la posibilidad de discrepancias entre los marcos de referencia de radio y ópticos, como los sugeridos para la región de HH1-2 por Rodríguez et al. (1990). Adicionalmente, es posible que estemos

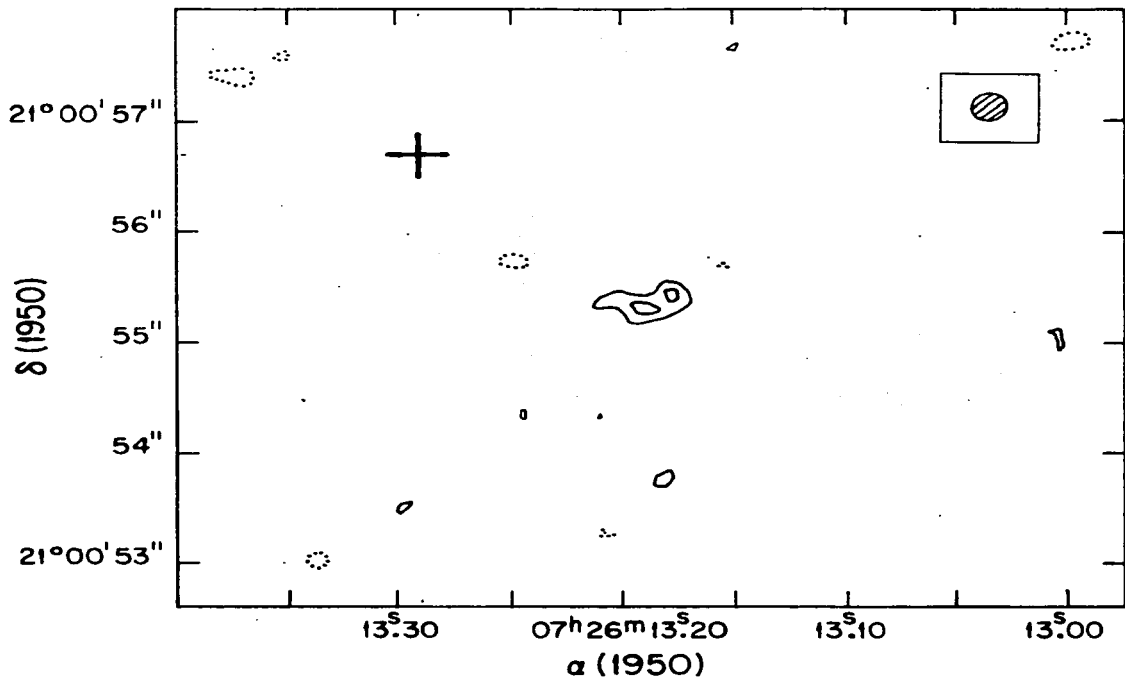


Figura 5-1 Mapa de continuo a 3.6 cm de NGC 2392 hecho con pesado natural. Se utilizaron visibilidades con separación en el plano  $(u,v)$  mayor a  $100 \text{ k}\lambda$ , para mostrar únicamente la emisión de fuentes compactas ( $\theta \leq 2''$ ). Los niveles de contornos son  $-4$ ,  $-3$ ,  $3$ , y  $4$  veces el ruido *rms* de  $18 \mu\text{Jy}$ . La cruz indica la posición óptica de la estrella.

tratando con un sistema binario con separación angular de  $2''$ , con uno de los componentes detectable en el óptico y el otro en el radio. Hay que hacer notar que la posibilidad de que el núcleo de NGC 2392 podría ser binario (o múltiple) ha sido notada por Heap (1977) en base a que mientras la temperatura efectiva derivada del espectro de línea óptico es 35,000 K, la temperatura efectiva derivada del método de Zanstra  $T_z(\text{HeII}) \approx 92,000$  K. Esta discrepancia sugiere la presencia de una compañera muy caliente. En particular, NGC 2392 contiene considerable helio dos veces ionizado,  $y^{++} \approx 0.04$  (Pottasch 1984), lo cual no parece explicable en términos de la radiación ionizante de la estrella que domina el espectro óptico. Recientemente, Heap y Torres (1989) presentaron observaciones del continuo del núcleo de NGC 2392 desde 1150 hasta 7200 Å y confirman la estimación previa de una temperatura efectiva de 35,000 K dada por Heap (1977).

Es también posible que la emisión de radio provenga de una condensación externamente ionizada, quizá análoga a los glóbulos parcialmente ionizados que se han encontrado en Orión (Garay, Moran, y Reid 1987).

### 5-3 Discusión

Si adoptamos los parámetros de Pauldrach et al. (1988) para el viento de la estrella central de NGC 2392,  $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$ ;  $v_{\infty} = 500 \text{ km s}^{-1}$ , una temperatura electrónica de  $10^4$  K y una distancia de 1 kpc (el promedio de los valores de Acker 1978 y Maciel 1981), y usando la ecuación (Panagia y Felli 1975):

$$\left[ \frac{S_{\nu}}{\text{mJy}} \right] = 5.12 \left[ \frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^{0.6} \left[ \frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{0.1} \left[ \frac{\dot{M}}{10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}} \right]^{4/3} \\ \times \left[ \frac{v_{exp}}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right]^{-4/3} \left[ \frac{d}{\text{kpc}} \right]^{-2}, \quad [1]$$

esperamos flujos de  $\sim 0.5$  y  $0.8$  mJy para 3.6 y 2 cm, respectivamente. Aún suponiendo que la detección a nivel de 0.1 mJy a 3.6 cm es real, encontramos que no se detectan fuentes a los valores esperados. Hay dos posibles explicaciones a esta discrepancia: 1) el modelo de Pauldrach et al. (1988) es incorrecto, o 2) la nebulosa planetaria está más lejos que 1 kpc, por ejemplo a 2.7 kpc como proponen Méndez et al. (1988) a partir de la suposición de que la relación teórica masa-luminosidad para estrellas en un estado evolutivo posterior al de la rama asintótica de las gigantes son válidas para las estrellas centrales de nebulosas planetarias.

La estructura doble de la posible fuente de radio tiene un eje mayor con un ángulo de posición de  $\sim 125^{\circ}$ . La estructura doble es, en ciertos casos, resultado de un proceso de eyección bipolar. Es interesante hacer notar que la envolvente externa



(el "abrigo" del Esquimal) muestra dos brechas o rupturas, simétricas respecto al centro (ver Figura 2 de Balick et al. (1987)), con un ángulo de posición de  $\sim 135^\circ$ , muy similar al del eje de la fuente de radio. Esto sugiere una posible relación entre ambas estructuras.

#### 5-4 Conclusiones

Realizamos observaciones de alta sensibilidad con el VLA a 2 y 3.6 cm de la región central de la nebulosa planetaria NGC 2392. A 3.6 cm detectamos, a nivel de  $4\sigma$ , una fuente doble con flujo pico de  $\sim 0.1$  mJy. Esta fuente aparece desplazada aproximadamente  $2''$  de la posición óptica de la estrella central. Aún cuando pensamos que se requiere más tiempo de observación para confirmar más allá de toda duda la realidad de la fuente, discutimos varias interpretaciones.

Si la nebulosa planetaria está a una distancia de 1 kpc o menos, nuestros resultados están en conflicto con las predicciones para el viento estelar del modelo fuera de ETL de Pauldrach et al. (1988).

Es posible que la fuente doble de radio sea un flujo bipolar ionizado que emana de una compañera muy caliente de la estrella visible.

### CONCLUSIONES GENERALES Y TRABAJO FUTURO.

En esta tesis hemos hecho un estudio en radiofrecuencias de objetos en diversas etapas de evolución, dando énfasis a objetos en la transición a la etapa de nebulosa planetaria, como lo son las estrellas OH/IR y las nebulosas planetarias jóvenes. Sabemos que en general los objetos en esta etapa de transición muestran envolventes circunestelares de gas y polvo que oscurecen en el óptico al objeto, dificultando su estudio a estas longitudes de onda. Debido a que para las ondas de radio estas envolventes resultan transparentes, las técnicas radioastronómicas han permitido estudiar con mayor detalle dichas etapas evolutivas.

En general para cada estrella OH/IR conocida podemos encontrar su contraparte infrarroja en el catálogo de fuentes puntuales del IRAS, de tal manera que podemos colocarlas en un diagrama color-color de IRAS. En particular, se cree que el color [25-12] es indicador de evolución temporal y hemos estudiado el porcentaje de estrellas OH/IR que tienen máseres de  $H_2O$  y  $SiO$ . Encontramos que dichos porcentajes disminuyen al aumentar el color [25-12]. Contrariamente a lo que predice un modelo simple de evolución del viento en una estrella OH/IR, hemos encontrado que el porcentaje de estrellas con emisión maser de  $H_2O$  disminuye antes de que la pérdida de masa cese. Las razones por las cuales sucede ésto se desconocen. Nosotros hemos presentado una posible explicación en términos de un incremento en la profundidad óptica de la envolvente y por lo tanto una disminución en la temperatura, tal que la población de los niveles del maser de  $H_2O$  se vea inhibida. Sin embargo hace falta hacer un modelo detallado que confirme dicha posibilidad. En el caso de los máseres de  $SiO$  en estrellas OH/IR podemos afirmar que el porcentaje también disminuye con el color [25-12], pero el número de fuentes detectadas es relativamente pequeño y ésto impide alcanzar conclusiones estadísticas sólidas respecto a la manera en que esta disminución ocurre. Es necesario llevar a cabo observaciones de  $SiO$  en una muestra más amplia de objetos.

Dadas las similitudes que pueden existir entre los objetos evolucionados y los objetos muy jóvenes, es posible que se den problemas de confusión. En esta tesis hemos estudiado la naturaleza de la fuente G5.89-0.39 la cual era considerada como una nebulosa protoplanetaria. Aquí hemos presentado observaciones de amonfaco altamente excitado que apoyan la idea de que G5.89-0.39 es en realidad una región H II compacta embebida en una nube molecular masiva ( $M \approx 50 - 500 M_{\odot}$ ). Esta envolvente es inhomogénea y aparentemente se encuentra en expansión. Adicionalmente, encontramos que la emisión proveniente de la línea (3,3) a  $v_{LSR} \sim 0 \text{ km s}^{-1}$  parece

ser supertérmica. Planeamos realizar en el futuro un mapa en CO del flujo bipolar para entender mejor la relación entre este fenómeno y la envolvente molecular. Igualmente, planeamos estudiar y entender mejor el mecanismo por el cual se produce la emisión supertérmica y su relación con la emisión maser.

En cuanto a la derivación de parámetros físicos de una nebulosa planetaria, hemos visto que la determinación de distancias precisas es un problema fundamental y difícil. Utilizando datos de radio hemos aplicado dos técnicas relativamente nuevas para estimar la distancia a la nebulosa planetaria NGC 6302. La primera de estas, que llamaremos técnica de la densidad electrónica, nos permitió estimar una distancia de  $2.2 \pm 1.1$  kpc. La segunda técnica, llamada de la expansión angular, no resultó muy exitosa debido a limitaciones en la calidad de los datos y solo nos permitió calcular un límite inferior a la distancia de  $0.8 \pm 0.3$  kpc. Un trabajo a futuro es repetir nuevamente la técnica de la expansión angular con mejores receptores. Ya hemos obtenido los datos de la primera época y resta esperar un par de años para adquirir los datos de la segunda época. NGC 6302 es una nebulosa planetaria sumamente interesante, en particular es la única nebulosa planetaria donde se ha observado el hidrógeno en sus formas ionizada, atómica y molecular. Este hecho hace a NGC 6302 un buen candidato para el estudio de regiones fotodisociadas.

Finalmente, hemos hecho una búsqueda de radiocontinuo a 2 y 3.6 cm proveniente del viento ionizado del núcleo de la nebulosa planetaria NGC 2392. A un nivel de  $4\sigma$  hemos detectado a 3.6 cm una fuente doble desplazada  $2''$  de la posición óptica de la estrella. Pensamos obtener más tiempo de observación para confirmar más allá de toda duda la realidad de esta fuente. En esta tesis discutimos la posibilidad de que esta fuente doble indique la presencia de un flujo bipolar ionizado proveniente de una compañera caliente a la estrella visible.

## REFERENCIAS

- Acker, A. 1978, *Astr. Ap. Suppl.*, **33**, 376.
- Allen, C. W. 1973, *Astrophysical Quantities*, The Athlone Press, University of London.
- Aller, L. H., y Czyzak, S. J. 1978, *Proc. Natn. Acad. Sci.*, **75**, 1.
- Aller, L. H., Rose, J. E., O'Mara, B. J. y Keyes, C. D. 1981, *M. N. R. A. S.*, **197**, 95.
- Altschuler, D. R., Schneider, S. E., Giovanardi, C., y Silvergate, P. R. 1986, *Ap. J. (Letters)*, **305**, L85.
- Ashley, M. C. B., y Hyland, A. R. 1988, *Ap. J.*, **331**, 532.
- Balick, B., Preston, H. L. y Icke, V. 1987, *A. J.*, **94**, 1641.
- Barlow, M. J. 1983, *Planetary Nebulae, IAU Symp.* **103**, ed. D. R. Flower (Dordrecht: Reidel), p. 105.
- Barvainis, R., y Clemens, D. P. 1984, *A. J.*, **89**, 1833.
- Barral, J. F., y Cantó, J. 1981, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, **5**, 101.
- Baud, B., Habing, H. J., Matthews, H. E., y Winnberg, A. 1979, *Astr. Ap. Suppl.*, **36**, 193.
- Baud, B., Habing, H. J., Matthews, H. E., y Winnberg, A. 1981, *Astr. Ap.*, **95**, 156.
- Baud, B., y Habing, H. J. 1983, *Astr. Ap.*, **127**, 73.
- Bedijn, P. J. 1987, *Astr. Ap.*, **186**, 136.
- Booth, R. S., Kus, A. J., Norris, R. P. y Porter, N. D. 1981, *Nature*, **290**, 382.
- Bowers, P. F. 1978, *Astr. Ap.*, **64**, 307.
- Bowers, P. F., Johnston, K. J., y De Vegt, C. 1989, *Ap. J.*, **340**, 479.
- Brocklehurst, M., y Seaton, M. J. 1972, *M. N. R. A. S.*, **157**, 179.
- Cato, B. T., Ronnang, B. O., Rydberck, O. E. H., Lewin, P. T., Yngvesson, K. S., Cardiasmenos, A. G., y Shanley, I. F. 1976, *Ap. J.*, **208**, 87.
- Cerruti-Sola, M. y Perinotto, M. 1985, *Ap. J.*, **291**, 337.
- Chaisson, E. J., y Malkan, M. A. 1976, *Ap. J.*, **210**, 108.
- Chini, R., Krügel, E., y Wargan, W. 1987, *Astr. Ap.*, **181**, 378.
- Daub, C. T. 1982, *Ap. J.*, **260**, 612.
- Davis, L. E., Seaquist, E. R. y Porton, C. R. 1979, *Ap. J.*, **230**, 434.
- Deguchi, S. 1977, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **29**, 669.
- de Muizon, M., Strom, R. G., Oort, M. J. A., Class, J. J., y Braun, R. 1988, *Astr. Ap.*, **193**, 248.
- Eder, J., Lewis, B. M., y Terzian, Y. 1988, *Ap. J. Suppl.*, **66**, 183.
- Elitzur, M. 1981, in *Physical Processes in Red Giants*, ed. I. Iben and A. Renzini (Dordrecht: Reidel), p. 363.
- Elliot, K. H., y Meaburn, J. 1977, *M. N. R. A. S.*, **181**, 499.
- Engels, D. 1979, *Astr. Ap. Suppl.*, **36**, 337.
- Engels, D., Kreysa, E., Schultz, G. V., y Sherwood, W. A. 1983, *Astr. Ap.*, **124**, 123.
- Engels, D., Habing, H. J., Olmon, F. M., Schmid-Burgk, J., y Walmsley, C. M. 1984, *Astr. Ap.*, **140**, L9.
- Engels, D., Schmid-Burgk, J., y Walmsley, C. M. 1986, *Astr. Ap.*, **167**, 129.

- Evans. D. S. 1959, *M. N. R. A. S.*, **119**, 150.
- Evans, N. J. y Beckwith, S. 1977, *Ap. J.*, **217**, 726.
- Garay, G., Moran, J. M., y Reid, M. J. 1987, *Ap. J.*, **314**, 535.
- Garay, G., Gathier, R., y Rodríguez, L. F. 1989, *Astr. Ap.*, **215**, 101.
- Gathier, R. 1986, *Late Stages of Stellar Evolution*, ed. S. Kwok y S. R. Pottasch, (Dordrecht: Reidel), p. 371.
- Gathier, R. 1987, *Astr. Ap. Suppl.*, **71**, 245.
- Genzel, R., y Downes, D. 1977, *Astr. Ap. Suppl.*, **30**, 145.
- Genzel, R., Downes, D., Ho, P. T. P., Bieging, J. 1982, *Ap. J. (Letters)*, **259**, L103.
- Giesecking, F., Becker, I. y Solf, J. 1985, *Ap. J. (Letters)*, **295**, L17.
- Gómez, Y. 1985, Tesis de licenciatura, UNAM.
- Gómez, Y., Rodríguez, L. F., y García-Barreto, J. A. 1987, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, **14**, 560.
- Gómez, Y., Moran, J. M., Rodríguez, L. F., y Garay, G. 1989, *Ap. J.*, **345**, 862.
- Gómez, Y., Moran, J. M., y Rodríguez, L. F. 1990, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, en prensa.
- Gómez, Y., Rodríguez, L. F., Garay, G. y Moran, J. M. 1990, en preparación.
- Goldreich, P., y Kwan, J. 1974a, *Ap. J.*, **190**, 27.
- Goldreich, P., y Kwan, J. 1974b, *Ap. J.*, **191**, 93.
- Griem, H. R. 1967, *Ap. J.*, **148**, 547.
- Guilloteau, S., Wilson, T. L., Martin, R. N., Bartla, W., y Pauls, T. A. 1983, *Astr. Ap.*, **124**, 322.
- Habing, H. J., Van der Veen, W., y Geballe, T. 1987, in *Late Stages of Stellar Evolution*, ed. S. Kwok y S. R. Pottasch (Dordrecht: Reidel), p. 91.
- Handa, T., Sofue, Y., Nakai, N., Hirabayashi, H., y Inoue, M. 1987, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **39**, 709.
- Harvey, P. M., and Forveille, T. 1988, *Astr. Ap.*, **197**, L19.
- Heap, S. 1977, *Ap. J.*, **215**, 864.
- Heap, S. et al. 1978, *Nature*, **275**, 385.
- Heap, S. 1983, *Planetary Nebulae, IAU Symp. 103*, ed. D. R. Flower (Dordrecht: Reidel) p. 375.
- Heap, S. y Torres, A. V. 1989, *Planetary Nebulae, IAU Symp. 131*, ed. S Torres-Feimbert (Dordrecht: Reidel) p. 308
- Herbig, G. H. 1974, *Ap. J.*, **189**, 75.
- Hildebrand, R. H. 1983, *Quart. J. R. A. S.*, **24**, 267.
- Jewell, P. R., Batrla, W., Walmsley, C. M., y Wilson, T. L. 1984, *Astr. Ap.*, **130**, L1.
- Jewell, P. R., Walmsley, C. M., Wilson, T. L., y Snyder, L. E. 1985, *Ap. J. (Letters)*, **298**, L55.
- Johansson, L. E. B., Andersson, C., Goss, W. M., y Winnberg, A. 1977, *Astr. Ap. Suppl.*, **28**, 199.
- Jura, M., Kahane, C., y Omont, A. 1988, *Astr. Ap.*, **201**, 80.
- King, D. J., Scarrott, S. M., y Shirt, J. V. 1985, *M. N. R. A. S.*, **213**, 11p.
- Kleinmann, S. G., Dickinson, D. F., y Sargent, D. G. 1978, *A. J.*, **83**, 1206.
- Knapp, G. R., y Morris, M. 1985, *Ap. J.*, **292**, 640.

- Lada, C. J., y Reid, M. J. 1978, *Ap. J.*, **219**, 95.
- Lester, D. F., y Dinerstein, H. L. 1984, *Ap. J. (Letters)*, **281**, L67.
- Lewis, B. M. 1989, *Ap. J.*, **338**, 234.
- Lewis, B. M., Eder, J., y Terzian, Y. 1985, *Nature*, **313**, 200.
- Lewis, B. M., y Engels, D. 1988, *Nature*, **332**, 49.
- Lo, K. Y. y Bechis, K. P. 1977, *Ap. J. (Letters)*, **218**, L27.
- Maciel, W. J. 1981, *Astr. Ap. Suppl.*, **41**, 123.
- Marques dos Santos, P., Lépine, J. R. D., y Gomez-Balboa, A. M. 1979, *A. J.*, **84**, 787.
- Masson, C. R. 1986, *Ap. J. (Letters)*, **302**, L27.
- Masson, C. R. 1989, *Ap. J.*, **336**, 294.
- Matsakis, D. N., Hjalmarson, Å., Palmer, P., Cheung, A. C. y Townes, C. H. 1981, *Ap. J. (Letters)*, **250**, L85.
- Meaburn, J., y Walsh, J. R. 1980a, *M. N. R. A. S.*, **191**, 5.
- Meaburn, J., y Walsh, J. R. 1980b, *M. N. R. A. S.*, **193**, 631.
- Méndez, R. H., Kudritzki, R. P., Herrero, A., Husfeld, D. y Groth, H. G. 1988, *Astr. Ap.*, **190**, 113.
- Milne, D. K. 1982, *M. N. R. A. S.*, **200**, 51.
- Minkowski, R., y Johnson, H. M. 1967, *Ap. J.*, **148**, 659.
- Morris, M., y Knapp, G. R. 1976, *Ap. J.*, **204**, 415.
- Morris, M., Redman, R., Reid, M. J., Dickinson, D. F. 1979, *Ap. J.*, **229**, 257.
- Neugebauer, G. y Leighton, R. B. 1969, *Two micron sky survey*, NASA, SP-3047.
- Neugebauer, G. et al. 1984, *Ap. J. (Letters)*, **278**, L1.
- Nyman, L. A., Johansson, L. E. B., y Booth, R. S. 1986, *Astr. Ap.*, **160**, 352.
- O'Dell, C. R. 1962, *Ap. J.*, **135**, 371.
- O'Dell, C. R. y Ball, M. E. 1985, *Ap. J.*, **289**, 526.
- Olnon, F. M., Winnberg, A., Matthews, H. E., y Schultz, G. V. 1980, *Astr. Ap. Suppl.*, **167**, 129.
- Olnon, F. M., Baud, B., Habing, H. J., De Jong, T., Harris, S., y Pottasch, S. R. 1984, *Ap. J. (Letters)*, **278**, L41.
- Panagia, N. y Felli, M. 1975, *Astr. Ap.*, **39**, 1.
- Pauldrach, A., Plus, J., Kudritzki, R. P., Méndez, R. H. y Heap, S. R. 1988, *Astr. Ap.*, **207**, 123.
- Payne, H. E., Phillips, J. A., y Terzian, Y. 1988, *Ap. J.*, **326**, 368.
- Peimbert, M., 1978, *Planetary Nebulae, IAU Symp. 76*, ed. Y. Terzian (Dordrecht:Reidel), p. 215.
- Peimbert, M., y Torres-Peimbert, S. 1983, *Planetary Nebulae, IAU Symp. 103*, ed. D. R. Flower (Dordrecht: Reidel), p. 233.
- Perinotto, M. 1983, *Planetary Nebulae, IAU Symp. 103*, ed. D. R. Flower, (Dordrecht:Reidel), p. 323.
- Phillips, J. P., Reay, N. K., y White, G. J. 1983, *M. N. R. A. S.*, **203**, 977.
- Pottasch, S. R. 1978, *Planetary Nebulae, IAU Symp. 76*, ed. Y. Terzian (Dordrecht: Reidel) p. 93.
- Pottasch, S. R. 1980, *Astr. Ap.*, **89**, 336.
- Pottasch, S. R. 1984, *Planetary Nebulae*, Dordrecht: Reidel Publishing Company.

- Pottasch, S. R., Goss, W. M., Arnal, E. M. y Gathier, R. 1982, *Astr. Ap.*, **106**, 229.
- Pottasch, S. R., Baud, B., Beintema, D., Emerson, J., Habing, H. J., Houck, J., Jennings, R., y Marsden, P. 1984, *Astr. Ap.*, **138**, 10.
- Pottasch, S. R., Bignell, C., y Zijlstra, A. 1987, *Astr. Ap.*, **177**, L49.
- Radlova, L. N., Katc, O. V., y Dokucaeva, O. D. 1949, *Astr. J.-USSR*, **26**, 160.
- Raga, A. y Cantó, J. 1990, comunicación privada.
- Reid, M. J., Muhleman, D. O., Moran, J. M., Johnston, K. J., Schwartz, P. R. 1977, *Ap. J.*, **214**, 60.
- Reid, M. J. y Moran, J. M. 1981, *Ann. Rev. Astr. Ap.*, **19**, 231.
- Robinson, G. J., Reay, N. K., y Atherton, P. D. 1982, *M. N. R. A. S.*, **199**, 649.
- Rodríguez, L. F. 1978, *Tesis Doctoral*, U. Harvard.
- Rodríguez, L. F., Gómez, Y. y García-Barreto, J. A. 1985, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, **11**, 139.
- Rodríguez, L. F., García-Barreto, J. A., Cantó, J., Moreno, M. A., Torres-Peimbert, S., Costero, R., Serrano, A., Moran, J. M., y Garay, G. 1985, *M. N. R. A. S.*, **215**, 353.
- Rodríguez, L. F., y Moran, J. M. 1982, *Nature*, **299**, 323.
- Rodríguez, L. F. 1989, *Planetary Nebulae*, *IAU Symp.* **131**, ed. S. Torres-Peimbert (Dordrecht: Reidel), p. 129.
- Rodríguez, L. F., Cantó, J., y Moran, J. M. 1989, *Ap. J.*, **333**, 801.
- Rodríguez, L. F., Ho, P. T. P., Torrelles, J. M., Curiel, S. y Cantó, J. 1990, *Ap. J.*, **352**, 645.
- Rose, W. K. 1973, *Astrophysics*, Holt, Rinehart y Winston, Inc.
- Rowan-Robinson, M. 1980, *Ap. J. Suppl.*, **44**, 403.
- Rowan-Robinson, M., Lock, M., Walker, T. D., Harris, S. 1986, *M. N. R. A. S.*, **222**, 273.
- Seaquist, E. R., y Davis, L. E. 1983, *Ap. J.*, **274**, 659.
- Schwab, F. 1980, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instr. Eng.* **231**, 18.
- Schneider, S. E., Silverglate, P. R., Altschuler, D. R., y Giovanardi, C. 1987, *Ap. J.*, **314**, 572.
- Schultz, G. V., Kreysa, E., Sherwood, W. A. 1976, *Astr. Ap.*, **50**, 171.
- Shklovsky, I. S. 1956, *Russian Astr. J.*, **33**, 315.
- Silvestro, G., y Robberto, M. 1987, *Planetary and Protoplanetary Nebulae: From IRAS to ISO*, ed. A. Preite Martinez (Dordrecht: Reidel), p. 107.
- Sivagnanam, P., y Le Squeren, A. M. 1986, *Astr. Ap.*, **168**, 374.
- Snyder, L. E., Dickinson, D. F., Brown, L. W., Buhl, D. 1978, *Ap. J.*, **224**, 512.
- Spitzer, L. 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium*, New York: Wiley-Interscience.
- Strel'nitski, V. S. 1977, *Sov. Astron. AJ.*, **21**, 381
- Strel'nitski, V. S. 1983, *Nauchn. Informatsii Astrosoveta Akad. Nauk SSSR.*, **52**, 75.
- Takano, T. 1986, *Ap. J.*, **303**, 349.
- Taylor, A. R., y Pottasch, S. R. 1987, *Astr. Ap.*, **176**, L5.
- te Lintel Hekkert, P., Versteeg-Hensel, H., Habing, H. J., y Wiertz, M. 1989, *Astr. Ap. Suppl.*, **78**, 399.

- Terzian, Y., Balick, B., y Bignell, C. 1974, *Ap. J.*, **188**, 257.
- Terzian, Y. 1989, *Planetary Nebulae, IAU Symp. 131*, ed. S. Torres-Peimbert (Dordrecht:Reidel), p. 17.
- Thompson, R. I. 1984, *Ap. J.*, **283**, 165.
- Tielens, A. G. G. M., y Hollenbach, D. 1985, *Ap. J.*, **291**, 722.
- Torrelles, J. M., Ho, P. T. P., Rodríguez, L. F., y Cantó, J. 1989, *Ap. J.*, **343**, 222.
- Townes, C. H. y Schawlow, A. L. 1955, *Microwave Spectroscopy*, New York: McGraw Hill.
- Ungerechts, H., Walmsley, C. M., y Winnewisser, G. 1980, *Astr. Ap.*, **88**, 259.
- van der Veen, W. E. C. J., y Habing, H. J. 1988, *Astr. Ap.*, **194**, 125.
- van der Veen, W. E. C. J., Geballe, T. R., Habing, H. J., van Langevelde, H. J. 1990, en preparación.
- Walmsley, C. M., Churchwell, E., y Terzian, Y. 1981, *Astr. Ap.*, **96**, 278.
- Whitelock, P. A. 1985, *M. N. R. A. S.*, **213**, 59.
- Wilson, W. J. y Barrett, A. H. 1968, *Science*, **161**, 778.
- Wilson, W. J. y Barret, A. H. 1972, *Astr. Ap.*, **17**, 385.
- Wood, D. O. S., y Churchwell, E. 1989, *Ap. J. Suppl.*, **69**, 831.
- Zijlstra, A. A., y Pottasch, S. R. 1988, *Astr. Ap.*, **196**, L9.
- Zijlstra, A. A., Roelfsema, P., te Lintel Hekkert, P., Umana, G., y Pottasch, S. R. 1990, in preparation.
- Zuckerman, B., Palmer, P., Morris, M., Turner, B. E., Gilra, D. P., Bowers, P. F., Gilmore, W. 1977, *Ap. J. (Letters)*, **211**, L97.
- Zuckerman, B., Palmer, P., Gilra, D. P., Turner, B. E., Morris, M. 1978, *Ap. J. (Letters)*, **205**, L15.
- Zuckerman, B. 1980, *Ann. Rev. Astr. Ap.*, **18**, 263.
- Zuckerman, B., y Dyck, H. M. 1986, *Ap. J.*, **311**, 345.
- Zuckerman, B., y Lo, K. Y. 1987, *Astr. Ap.*, **173**, 263.



## APENDICE A: TECNICA PARA LA DETERMINACION DE LA EXPANSION ANGULAR.

Este método es quizá uno de los más directos para determinar distancias a nebulosas planetarias. Hasta hace algunos años una modalidad de esta técnica consistía en comparar imágenes ópticas de nebulosas planetarias con diferencias del orden de decenas de años buscando el desplazamiento angular de condensaciones en la nebulosa planetaria. El método solo se ha podido aplicar a pocos objetos (Liller y Liller 1968).

La innovación más reciente a esta técnica fué dada por Masson (1986), quien utilizando datos interferométricos adquiridos con el VLA, pudo medir pequeños cambios en la estructura de fuentes de radio brillantes, obteniendo así una estimación a la distancia de dicho objeto.

En esta sección describiremos, de manera sencilla, en que consiste el método de la expansión angular. Sea  $I$  la intensidad de flujo de radio de una fuente Gaussiana de ancho total a potencia media  $A$ , que está centrada en cero. Consideraremos el caso unidimensional.

$$I = I_0 \exp[-4 \ln 2 (x^2/A^2)]. \quad [A-1]$$

Suponiendo que la fuente se está expandiendo de tal manera que su ancho  $A$  está cambiando con el tiempo pero su intensidad máxima se mantiene sin cambio, es decir los picos de las Gaussianas coinciden, entonces obtenemos que la diferencia entre dos funciones Gaussianas con anchos distintos (ver Figura A-1) puede ser interpretada como la derivada de la función  $I$  respecto al ancho  $A$ .

$$I_2 - I_1 = \Delta I = \left( \frac{dI}{dA} \right) dA. \quad [A-2]$$

Calculando la derivada de la intensidad de flujo (ver ecuación A-1) con respecto al ancho obtenemos la siguiente expresión:

$$\left( \frac{dI}{dA} \right) dA = I_0 \exp[-4 \ln 2 (x^2/A^2)] 8 \ln 2 (x^2/A^3) dA. \quad [A-3]$$

Nótese que la diferencia (ver Figura A-2) depende linealmente de  $dA$ , o sea que la diferencia tiene siempre la misma forma y que al aumentar  $dA$  aumenta de manera escalada. Asimismo, podemos estimar la posición y el valor de la intensidad en el máximo para la función diferencia.

$$x_m = \frac{A}{\sqrt{4 \ln 2}}; \quad \Delta I_m = 2 I_0 \exp(-1) \frac{dA}{A} \quad [A-4]$$

Podemos apreciar que la posición del máximo,  $x_m$ , no depende de  $dA$ , sino sólo de  $A$ . No es de extrañarse que la mejor resolución angular para detectar la diferencia que se espera de la expansión será aquella del orden de  $A$ , es decir, del

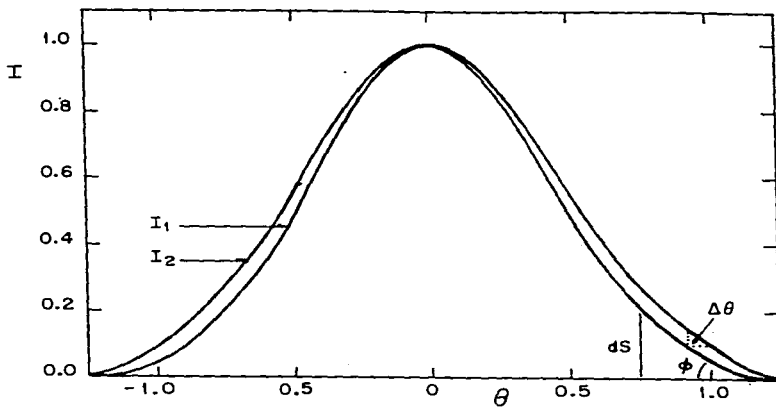


Figura A-1 Funciones Gaussianas con diferentes anchos.

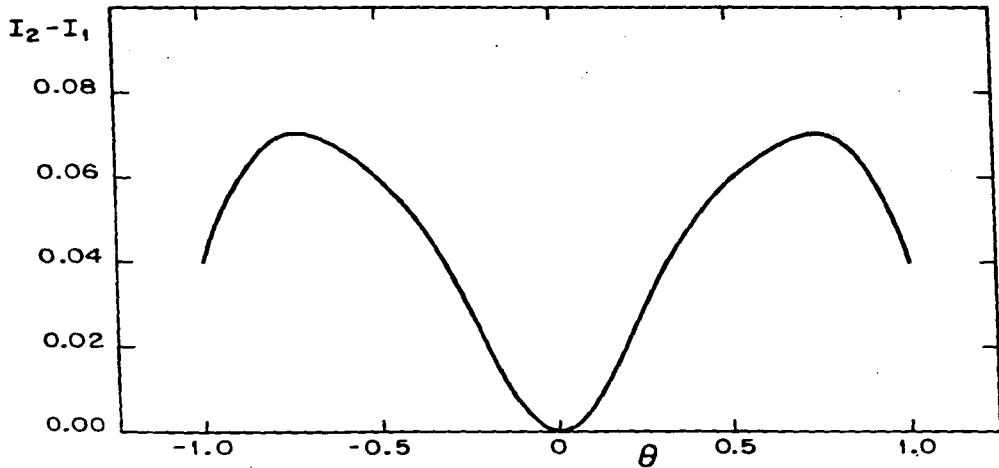


Figura A-2 Diferencia de las dos funciones Gaussianas de la Figura A-1.

tamaño de nuestra fuente. Esto es independiente del valor de  $dA$ . Este resultado explica porque podemos con este método detectar desplazamientos angulares que son mucho más pequeños que el haz. El análisis anterior se hizo en una dimensión con el propósito de ser más claros, sin embargo un análisis más detallado se podría hacer en dos dimensiones y suponiendo que el flujo se conserva.

En la Figura (A-3) se muestra de manera aproximada el avance del borde de la nebulosa, aproximándolo por una recta. Igualando los ángulos de ambos triángulos obtenemos;

$$\tan \phi = \Delta S / \Delta \theta; \quad \tan \phi = dS / d\theta, \quad [A - 5]$$

por lo tanto  $\Delta S / \Delta \theta = dS / d\theta$  entonces  $\Delta \theta = \Delta S \left( \frac{1}{(dS/d\theta)} \right)$ . Dividiendo ambos lados de la expresión anterior por el período de tiempo  $\Delta t$  (período de tiempo entre las observaciones) obtenemos:

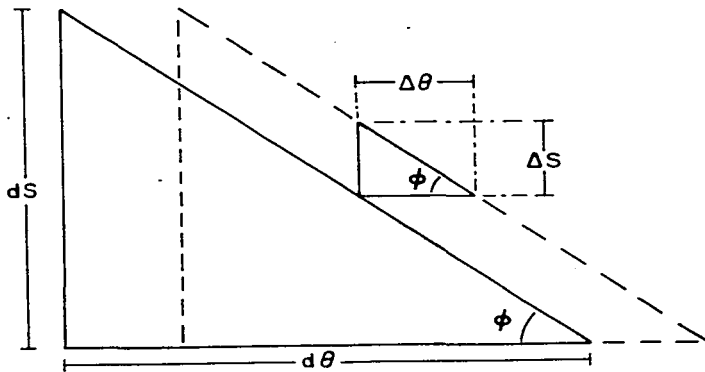
$$\frac{\Delta \theta}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\Delta S}{(dS/d\theta)}. \quad [A - 6]$$

Esta ecuación corresponde a la ecuación [8] del capítulo 4. Donde  $(\Delta \theta / \Delta t)$  es la tasa de la expansión angular,  $\Delta S$  es el valor pico de los residuos, y  $(dS/d\theta)$  es el gradiente angular de densidad de flujo en la nebulosa.

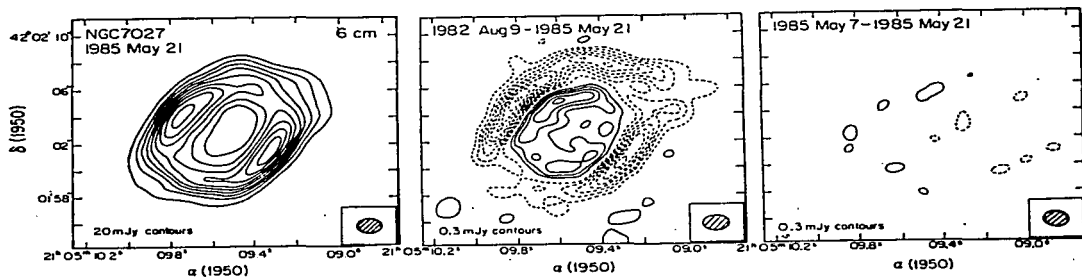
En el caso de NGC 6302 no fue posible detectar la expansión angular debido a la modesta calidad de los datos. No obstante, la expansión angular ha sido detectada en la nebulosa planetaria NGC 7027 (Masson 1986). En la Figura A-4 se muestran tres mapas, el central corresponde al mapa de la diferencia donde se tienen los residuos característicos de la expansión. El éxito de esta detección se debe en parte al nivel tan bajo de ruido para el mapa diferencia (1982-1985b) de solo  $89 \mu\text{Jy}$  al nivel de  $1-\sigma$ .

### Referencias

- Liller, M. H., y Liller, W. 1968, *Symposium 84, Planetary Nebulae* ed. D. E. Osterbrock y C. R. O'Dell (Dordrecht:Reidel). p. 38.  
 Masson, C. R. 1986, *Ap. J. (Letters)*, **302**, L27.



**Figura A-3** Aproximación por una recta del avance del borde de la nebulosa.



**Figura A-4** *Isquierda)* Mapa a 6 cm de NGC 7027 para la época 1985b. El intervalo de contornos es 20 mJy/has, y el pico de la densidad de flujo es 191 mJy/has. El nivel de ruido *rms* es 55  $\mu$ Jy. *Centro)* Mapa de la diferencia 1982-1985b para NGC 7027. el intervalo de contornos es 0.3 mJy/has y el pico es -2.7 mJy/has. *Derecha)* Mapa de la diferencia 1985a-1985b. El intervalo de contornos es 0.3 mJy/has y el pico es 0.4 mJy/has.